

## Experimentelle Untersuchung der Schwankungserscheinungen, die die Verstärkung von Gleichspannungs- und Tieffrequenzverstärkern begrenzen.

Von KURT KRONENBERGER<sup>1</sup>.

Mit 14 Textabbildungen.

(Eingegangen am 20. Oktober 1950.)

In der vorliegenden Arbeit werden die Schwankungserscheinungen an Röhrenverstärkern im Frequenzgebiet 0—1000 Hz experimentell untersucht, infolge des Schroteffektes, des thermischen Widerstandsrauschens, des Funkeffektes, des anomalen

Funkeffektes, des Emissionsdrifteffektes, des Stromrauschens von Schichtwiderständen und der Heiz- und Anodenspannungsschwankungen entstehen. An den Ausgangsklemmen A, B einer Gleichspannungsverstärkerstufe (Abb. 1) treten Spannungsschwankungen durch die

folgenden Störeffekte auf, die sich der zu verstärkenden Signalspannung  $U_s$  überlagern:

1. durch den Schroteffekt der Röhre,
2. durch das thermische Widerstandsrauschen des Gitterkreises,
3. durch das Verteilungsrauschen des Gitterstromes  $J_g$ ,
4. durch den Funkeffekt der Röhre,
5. durch den Emissionsdrifteffekt der Röhre,
6. durch den anomalen Funkeffekt der Röhre,
7. durch das Stromrauschen der Widerstände in der Schaltung,
8. durch Schwankungen der Anodenbatteriespannung  $U_b$ ,
9. durch Schwankungen der Heizspannung  $U_h$ .

(Unter Emissionsdrifteffekt versteht man Emissionsschwankungen an Oxydkathoden, die um mehrere Größenordnungen langsamer als diejenigen des Funkeffektes verlaufen.)

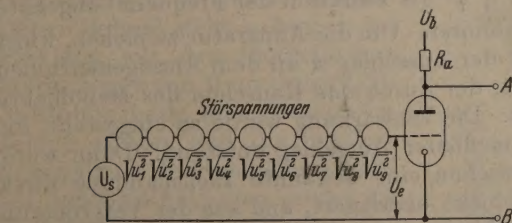


Abb. 2. Störspannungs-Ersatzschaltung der Verstärkerstufe (Abb. 1) mit neun voneinander unabhängigen Störspannungsquellen  $u_1$  bis  $u_9$ .

Da alle diese Störeffekte unabhängig voneinander sind, kann man die Gesamtwirkung der Prinzipschaltung (Abb. 1) durch die Ersatzschaltung (Abb. 2) dar-

<sup>1</sup> Stark gekürzter Auszug aus einer Dissertationsarbeit aus dem Institut für angewandte Physik der Universität Kiel.

stellen, in der sämtliche Störquellen in den Gitterkreis verlegt sind, so daß am Steuergitter der Röhre die Eingangsspannung  $U_e$

$$U_e = \sqrt{U_s^2 + \sum_{\lambda=1}^9 u_{\lambda}^2}$$

liegt, denn alle inkohärenten Störspannungen  $\sqrt{u_{\lambda}^2}$  überlagern sich quadratisch der Signalspannung  $U_s$ .

In der vorliegenden Arbeit wurde hauptsächlich die Größe derjenigen Störeffekte experimentell untersucht, die bei tiefsten Frequenzen von besonderer Bedeutung sind und die bisher nicht genügend beachtet wurden. Dazu gehören der Emissionsdrifteffekt (Nr. 5), das Stromrauschen der Widerstände (Nr. 7), die Schwankungen der Anodenbatterie- und Heizspannungen (Nr. 8 und 9). (Die zahlreichen in der Literatur aufgeführten Kompensationsschaltungen zur Beseitigung des Einflusses von Anoden- und Heizspannungsschwankungen bringen im allgemeinen nur eine Verminderung des Schwankungseinflusses um eine Größenordnung. Eine exakte Kompensation der Schwankungen würde voraussetzen, daß es 2 Röhren mit vollkommen gleichen Kennlinien gäbe, was jedoch technisch unerreichbar ist.)

Außerdem wurden in der vorliegenden Arbeit umfangreiche Untersuchungen über den Funkeffekt, dessen Wirkung häufig überschätzt wird, vorgenommen. Der anomale Funkeffekt (Nr. 6), der ebenfalls untersucht wurde, tritt bei Wolframkathodenröhren an Stelle des normalen Funkeffektes auf.

Zur experimentellen Untersuchung der genannten Effekte wurden 2 verschiedene Meßanordnungen verwendet, deren Prinzipschaltungen in den Abb. 3 und 7 wiedergegeben sind.

Zur Messung des Emissionsdrifteffektes — darunter versteht man die mit Frequenzen unter 0,1 Hz verlaufende Emissionsänderung bei Oxydkathoden — diente die Schaltung nach Abb. 3. Als Heiz- und

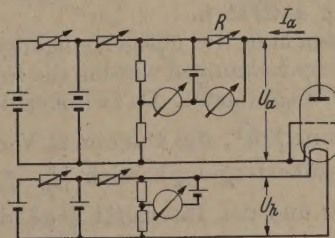


Abb. 3. Prinzipschaltbild der Anordnung zur Messung des Emissionsdrifteffektes.

Anodenspannungsquellen wurden gepufferte Akkubatterien benutzt, deren Spannungen während der ganzen Meßreihe mit Hilfe von Regelgliedern und



einem Weston-Normalelement als Bezugsspannungsquelle auf  $2 \times 10^{-3}\%$  konstant gehalten werden konnten. Der Emissionsstrom wurde im Anodenkreis mit einer Kompensationsanordnung auf  $10^{-3}\%$  genau gemessen. Um diese Genauigkeit zu erreichen, waren Röhre und Kompensationswiderstand  $R$  in einem Thermostaten untergebracht.

Die Abb. 4 bis 6 zeigen die Größe des gemessenen Emissionsdrifteffektes an einer Oxydkathodenröhre

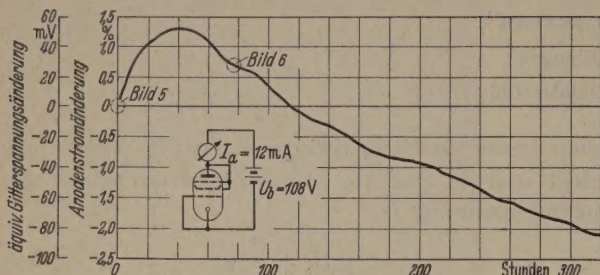


Abb. 4. Zeitlicher Verlauf der Anodenstromänderung (bezogen auf den Anfangswert) infolge des Emissionsdrifteffektes an einer Oxydkathodenröhre (RV 12 P 2000 als Triode, Anodenbatterie- und Heizspannung wurden auf  $2 \cdot 10^{-3}\%$  konstant gehalten).

(RV 12 P 2000 als Triode). Auf diesen Diagrammen ist die Änderung des Anodenstromes in Prozent und die dazu äquivalente Gitterspannungsänderung als Funktion der Zeit aufgetragen. Abb. 5 gibt einen ver-

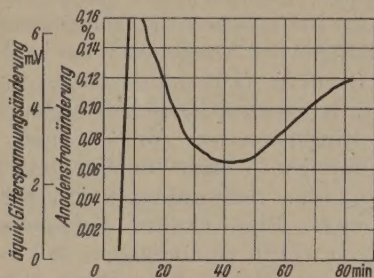


Abb. 5. Vergrößerter Ausschnitt aus dem Anfang des Verlaufes der Abb. 4.

größerten Ausschnitt aus dem Anfang des Verlaufes der Abb. 4 (unmittelbar nach der Einschaltung sind die Emissionsänderungen besonders groß), und Abb. 6

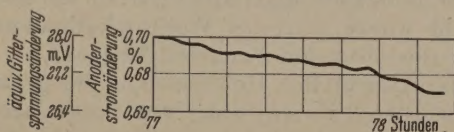


Abb. 6. Vergrößerter Ausschnitt des Verlaufes nach 77 Stunden aus Abb. 4.

einen vergrößerten Ausschnitt des Emissionsverlaufes nach 77 Betriebsstunden wieder. Die Abb. 4 bis 6 zeigen, daß in 300 Stunden Emissionsänderungen, die einer Gitterspannungsänderung von 0,14 Volt äquivalent waren, auftraten.

Zur Untersuchung der übrigen eingangs erwähnten Schwankungserscheinungen wurden die folgenden Zusammenhänge angewendet. Da zwischen der mittleren Rauschspannung  $\sqrt{u^2}$ , die von einem Verstärker mit dem Frequenzübertragungsbereich  $|f_2 - f_1|$  hindurchgelassen wird, und der Intensität  $\sqrt{\varphi^2}$  des Rauschspektrums ( $\varphi^2$  mittleres Rauschspannungsquadrat pro 1 Hz Bandbreite) der Zusammenhang besteht

$$\sqrt{u^2} = \sqrt{\int_{f_1}^{f_2} \varphi^2 df}$$

kann man aus verschiedenen Werten der Rauschspannung  $\sqrt{u^2}$  die spektrale Intensitätsverteilung  $\sqrt{\varphi^2}$  bestimmen. Man muß die Rauschspannung für verschiedene Bandbreiten  $|f_2 - f_1|$  experimentell aufnehmen und kann aus der erhaltenen Kurve durch graphische Differentiation die mittlere spektrale Intensitätsverteilung  $\sqrt{\varphi^2}$  ableiten.

Die experimentellen Schwierigkeiten bei der Wirklichkeit der genannten Beziehungen lagen darin, daß die Messungen bis zu Frequenzen von 0,1 bis 1000 Hz nach unten ausgedehnt werden sollten. Es mußte dazu ein besonderes Tiefpaßfilter und eine spezielle Anzeigevorrichtung für tiefste Frequenzgebiete entwickelt werden. In Abb. 7 ist die Prinzipschalt-

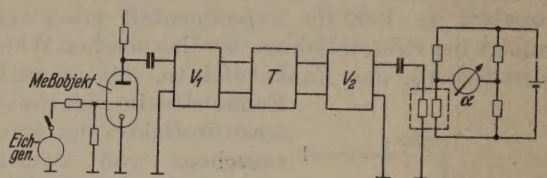


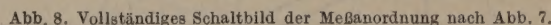
Abb. 7. Prinzipschaltbild der Meßanordnung zur Bestimmung von Rauschspektralen im Frequenzgebiet 0,1 bis 1000 Hz.  $V_1$ ,  $V_2$  Verstärker,  $T$  Tiefpaßfilter mit variabler oberer Frequenzgrenze.

der entwickelten Meßanordnung wiedergegeben, zu untersuchende Rauschspannung (im gezeichneten Fall diejenige durch den Funkeffekt einer Röhre) wurde durch einen RC-Verstärker  $V_1$  (Frequenzbereich 0,1 bis 3000 Hz) vorverstärkt. Daran schloß ein viergliedriger RC-Tiefpaß  $T$  mit einer in 10 Stufen zwischen 0,6 und 2000 Hz variablen oberen Frequenzgrenze. Ein zweiter Verstärker  $V_2$  gab die notwendige Leistung ab, um die Rauschspannung in einer Brückenschaltung zur Anzeige zu bringen. Diese Brücke bestand aus 3 temperaturkonstanten und aus einem temperaturabhängigen Widerstand, der unmittelbar auf einen als Heizkörper dienenden Schichtwiderstand von 100 K $\Omega$  aufgewickelt war. Diese thermische Rauschspannungsanzeigemethode hatte die erforderliche strenge quadratische Kennlinie und außerdem eine genügende Trägheit, denn es mußte die Eigenfrequenz der Anzeigevorrichtung klein gegen die kleinste Meßfrequenz (0,1 Hz) sein. Der Ausschlag des Anzeigeinstrumentes war proportional dem Quadrat der integralen Rauschspannung  $\sqrt{u^2}$ , so daß durch graphische Differentiation der Meßkurven die Rauschspektrale Intensität ( $\sqrt{\varphi^2}$  als Funktion der Frequenz) abgelesen werden konnten. Um die Apparatur zu eichen, wurde zunächst der Ausschlag  $\alpha$  an dem Anzeigeinstrument bestimmt, der durch das Rauschen des Meßobjektes entstand. Die Verstärkung wurde so eingestellt, daß ein gut meßbarer Ausschlag entstand. Dann wurde dem Rauschen eine bekannte Eichspannung direkt am Meßobjekt überlagert, und aus der Vergrößerung des Ausschlages  $\alpha$  die Apparatur geeicht.

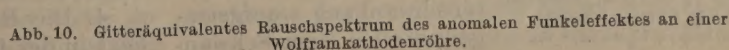
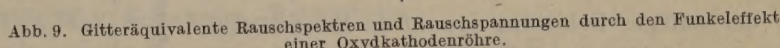
Abb. 8 zeigt die vollständige Schaltung der Meßapparatur. An der Anordnung sind die folgenden Gesichtspunkte bemerkenswert. Es wurden 5 getrennte Anodenspannungsquellen verwendet ( $A_1$ ,  $A_2$ ,  $A_3$ ,  $A_4$ ,  $A_5$  Batterien), um Kopplungen zu vermeiden, die durch Siebglieder zur Entkopplung für die tiefsten Frequenzen nicht herstellen lassen. Die Röhren des Verstärkers  $V_1$  und des Tiefpaßfilters wurden mit fester



II. Ein Rauschspektrum des anomalen Funkeleffektes ist in Abb. 10 dargestellt. Als anomalen Funkeleffekt bezeichnet man be-



Bemerkenswert an den Spektren des anomalen Funkeleffektes ist der konstante Verlauf der Intensität für Frequenzen unter 50 Hz. Dieser konstante Verlauf steht im Einklang mit den berechenbaren Fourierspektren, die man durch Überlagerung der





Einzelpektren von statistisch verteilten Einzelimpulsen von  $10^{-2}$  bis  $10^{-5}$  Sekunden Dauer erhält.

III. Schichtwiderstände stellen sehr erhebliche Rauschquellen dar, da an ihnen infolge statistisch schwankender Übergangswiderstände im tiefen Frequenzgebiet Rauschspannungen auftreten, die bedeutend über den Werten des NYQUIST-Rauschens liegen, und die außerdem stromabhängig sind. Es wurden deshalb einige Rauschpektren dieses Effektes — des sogenannten Stromrauschens der Widerstände — aufgenommen, die in Abb. 11 dargestellt sind. Die

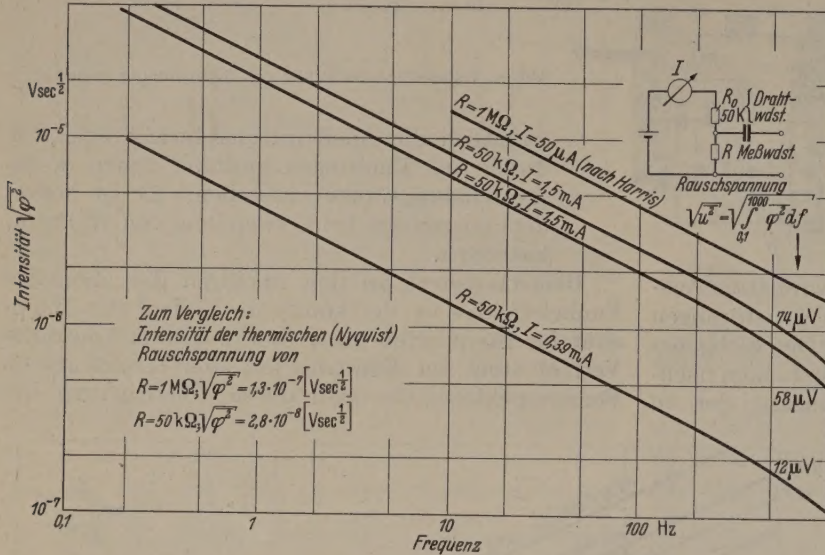


Abb. 11. Rauschpektren des Stromrauschens von Schichtwiderständen (umgerechnet auf  $R_0 = \infty$ ).

angegebenen Werte der Rauschintensitäten  $\sqrt{\varphi^2}$  und der Rauschspannungen  $\sqrt{u^2}$  gelten für unendlich hohen Innenwiderstand  $R_0$  der speisenden Stromquelle. Sehr bemerkenswert ist die Tatsache, daß die Rauschspannungen an Schichtwiderständen von  $50\text{ k}\Omega$  im Frequenzbereich 0,1 bis 1000 Hz bei einem Strom von 1,5 mA bereits etwa  $70\text{ }\mu\text{V}$  betragen. Sie wachsen etwa proportional mit der Stromstärke an und hängen stark von der Herstellungsweise der Schichtwiderstände ab.

IV. Die Untersuchung der Spannungsschwankungen an Batterien ergab, daß die Rauschspannung  $\sqrt{u^2}$  bei mäßiger Belastung sowohl an Eisen-Nickelzellen (von 5 Ah) als auch an Bleizellen (50 Ah) im Frequenzbereich 0,1 bis 1000 Hz pro Zelle

$$\sqrt{u^2} = \sqrt{\int_{0,1}^{1000} \varphi^2 df} < 0,2\text{ }\mu\text{V}$$

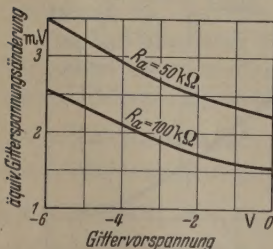


Abb. 12. Äquiv. Gitterspannungsänderung einer Verstärkerstufe bei einer Änderung der Anodenbatteriespannung  $U_b$  um 0,1%. (Gemessen an RV 12 P 2000 als Triode,  $U_b = 200\text{ V}$ ,  $U_h = 12,3\text{ V}$ .)

war. An stark entladenen Batterien wurden allerdings um mehrere Größenordnungen höhere Schwankungen beobachtet.

Der Einfluß der Schwankungen der Anoden Speisung auf eine Verstärkerstufe geht aus Abb. 12 hervor. In dieser Darstellung ist die äquivalente Gitterschwankung aufgetragen, die bei einer Schwan-

kung der Anodenbatteriespannung von 0,1% entsteht. Aus diesem Diagramm kann man entnehmen, daß die Schwankung der Anodenbatteriespannung  $10^{-4}\%$  nicht überschreiten darf, wenn die äquivalente Störspannung unter  $2\text{ }\mu\text{V}$  liegen soll.

Die Störwirkungen der Heizspannungsschwankungen sind der Abb. 13

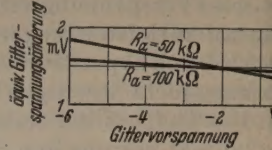


Abb. 13. Äquiv. Gitterspannungsänderung einer Verstärkerstufe bei einer Änderung der Heizspannung um 0,1%. (Gemessen an RV 12 P 2000 als Triode  $U_b = 200\text{ V}$ ,  $U_h = 12,3\text{ V}$ .)

zu entnehmen.

(Wegen der großen Wärmeträgheit des Kathodensystems treten Störungen in der angegebenen Höhe nur bei tiefsten Schwingungsfrequenzen — unter etwa 0,1 Hz bei indirekt geheizten Röhren — auf).

Die Zusammenwirkung aller Störeffekte an einer Verstärkerstufe ist in der Abb. 14 diskutiert werden, der die gitteräquivalenten Rauschspannungsquadrate eines Verstärkers mit fester oberer Frequenzgrenze  $f_0 = 1000\text{ Hz}$  als Funktion der variablen unteren Frequenzgrenze aufgetragen sind.

Dieser Darstellung lassen sich die folgenden Ergebnisse entnehmen:

1. Der Schroteffekt kann gegenüber den übrigen Schwingungserscheinungen vernachlässigt werden.
2. Bei Widerständen  $R_0 > 100\text{ k}\Omega$  im Gitterkreis kommt die thermische Rauschspannung in die Größenordnung des Funkeffektes.

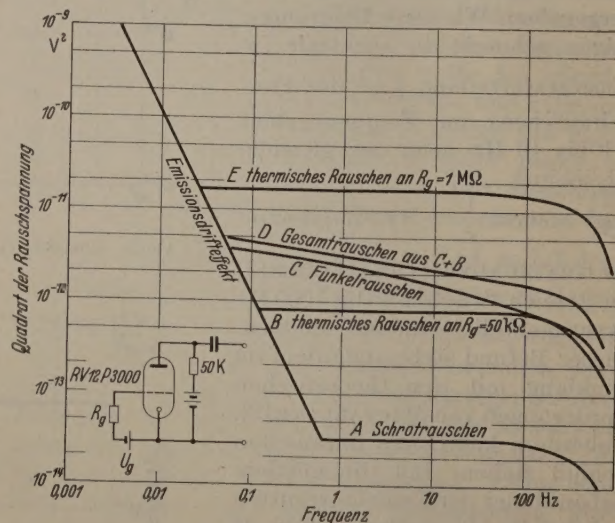


Abb. 14. Gitteräquiv. Rauschspannungen einer Verstärkerstufe in Abhängigkeit von der unteren Frequenzgrenze. Obere Frequenzgrenze konstant  $f_0 = 1000\text{ Hz}$ . Anodenbatterie- und Heizspannung schwankungsfrei angenommen.

3. Die Gittervorspannung muß so gewählt werden, daß kein Gitterstrom fließt, weil sonst eine zusätzliche Rauschquelle infolge des Verteilungsrauschens entsteht.

4. Die Rauschspannung durch den Funkeffekt liegt in der Größenordnung von  $2\text{ }\mu\text{V}$ .



5. Bei Frequenzen unter 0,1 Hz überwiegt der Emissionsdrifteffekt alle anderen Störungen. (Die in Abb. 14 angegebene Grenzkurve des Emissionsdrifteffektes stellt keine exakte Angabe des Rauschspannungsquadrates dar, sondern soll schematisch die Größenordnung des Effektes andeuten.)

6. Der anomale Funkeleffekt spielt bei Oxydkathodenröhren keine Rolle.

7. Durch Verwendung von Drahtwiderständen an empfindlichen Stellen der Schaltung müssen Störungen durch das Stromrauschen der Widerstände, das nur bei Schichtwiderständen auftritt, ausgeschlossen werden.

8. Die Schwankungen der Anodenspeisespannung müssen unter  $10^{-5}\%$  liegen, wenn durch sie keine Schwankungen größer als das Schrotrauschen entstehen sollen. Da Spannungsschwankungen durch Ableitglieder bei tiefen Frequenzen praktisch nicht beeinträchtigt werden können, kommen als Spannungsquellen nur Batterien in Frage.

9. An die Konstanz der Heizspannung können je nach Wärmeträgheit des Kathodensystems etwas geringere Ansprüche als an die Anodenspannungsquelle gestellt werden. Bei direkt geheizten Röhren ist jedoch die gleiche Konstanz von  $10^{-5}\%$  erforderlich, wenn die Schwankungen unter denjenigen des Schrotrauschens liegen sollen.

Wie eingangs bereits erwähnt, kann durch Verwendung von Kompensationsschaltungen der Einfluß der Anodenspeisespannungs- und Heizspannungsschwankungen vermindert werden. Nach den vorliegenden Erfahrungen können bei Kompensationsschaltungen die Ansprüche an die Konstanz der Spannungsquellen um etwa eine Größenordnung vermindert werden.

#### Zusammenfassung.

Bei der eingehenden Untersuchung des Einflusses der anfangs genannten neuen Störeffekte auf die Verstärkung von Gleichspannungs- und Tiefstfrequenzverstärker wurde festgestellt, daß die Schwankungen der Heiz- und Anodenspeisespannung von sehr großer

Bedeutung sind. Bei genügender Konstanz der Heiz- und Anodenspannung werden die jeweils größten Störspannungen, die die kleinstmögliche zu verstärkende Spannung bestimmen, durch folgende Effekte hervorgerufen:

für Verstärker mit			
unterer Frequenzgrenze $< 0,1$ Hz		unterer Frequenzgrenze $> 0,1$ Hz	
bei Röhren mit			
Oxydkathode	Wolframkathode	Oxydkathode	Wolframkathode
Emissionsdrifteffekt	Heiz- u. Anoden- batteriespan- nungsschwan- kungen bzw. ano- maler Funkel- effekt	Funkeleffekt	anomaler Funkeleffekt

In dieser Tabelle ist vorausgesetzt, daß die Schwankungen der Heiz- und Anodenspeisespannung im übertragenden Frequenzgebiet unter  $10^{-5}\%$  liegen.

Da verschiedene Störeffekte ein nach tiefen Frequenzen zu ansteigendes Rauschspektrum besitzen, sieht man sofort den Vorteil, den man bei Verwendung von indirekten Verfahren zur Gleichspannungsverstärkung erhält, wenn man die zu verstärkende Spannung in eine höher frequente Wechselspannung umformt und dann verstärkt. Da bei der Umformung selbst keine neuen Schwankungserscheinungen entstehen dürfen, sind Elektronenröhren als Wandler ungeeignet. Es kommen hierfür hauptsächlich mechanische Umformer in Frage.

Die Arbeit wurde im Institut für angewandte Physik der Universität Kiel ausgeführt. Es ist mir ein Bedürfnis, an dieser Stelle Herrn Prof. Dr. W. KROEBEL meinen aufrichtigen Dank für sein großes Interesse und für die Förderung der Arbeit auszusprechen.

**Literatur.** [1] GRAFFUNDER: Die Telefunkenröhre, Heft April 1939, S. 41. — [2] HARRIS: Electronic Engineering 145 (1948). — [3] MACFARLANE: Proc. phys. Soc. 366 (1947).

Dr. KURT KRONENBERGER,  
Kiel, Graf-Spee-Str. 16.

## Meßergebnisse an hochpermeablen Ferritkernen.

Von MAX KORNETZKI, Heidenheim.

(Mitteilung aus dem Zentrallaboratorium der Siemens & Halske A.-G.)

Mit 5 Textabbildungen.

(Eingegangen am 15. Oktober 1950.)

Die magnetischen Kerne für Hochfrequenz-Schwingkreisspulen erfordern im allgemeinen nur eine sehr geringe Permeabilität; man erreicht diese geringen Werte, indem man die Permeabilität des jeweiligen ferromagnetischen Werkstoffes durch Luftspalte vermindert (Scherung). Bei den gepreßten oder gespritzten Massekernen bildet der zugefügte Isolierstoff zugleich die scherenden Spalte. Reicht diese „innere“ Scherung nicht aus, so schaltet man in den Weg der Induktionslinien einen zusätzlichen Luftweg („äußere“ Scherung), wie z. B. bei den Schraubenkernen, Bolzenkernen, Rollenkernen, Schalenkernen mit Luftspalt usw. Bei den meist völlig isolierstofffreien Sinterkernen aus magnetischen Oxyden

(Ferriten) bleibt nur der zweite Weg übrig. Durch diese Senkung der Permeabilität kann man die Wechselfeldverluste vermindern; denn die Wirbelstrom- und Nachwirkungsverluste nehmen mit sinkender Permeabilität proportional, die Hystereseverluste sogar quadratisch ab. Geringe Kernverluste sind wiederum eine notwendige Voraussetzung für hohe Güte der Schwingkreisspule.

Manchmal muß die Permeabilität eines Hochfrequenzkernes aber auch groß sein. Bei gegebener Form des Kernes — also gegebenem Scherungsfaktor — muß oft eine bestimmte oder eine möglichst große wirksame Permeabilität des Kernes erreicht werden; oder es muß eine vorgegebene Induktivität in einem



möglichst kleinen Raum untergebracht werden; oder es handelt sich um den Kern eines Strom- oder Spannungswandlers oder um den Kern einer Drossel oder eines Transformators, insbesondere wenn er ein sehr breites Frequenzband übertragen soll. Bei Drosseln und Transformatoren werden meist keine besonderen Ansprüche an den Verlustwinkel des Kerns gestellt. Man kann daher in solchen Fällen Blech- oder Bandkerne aus hochpermeablen Legierungen verwenden. Deren Permeabilität nimmt aber bei hohen Frequenzen schnell ab infolge der Wirbelströme im Metall. Insbesondere gilt für die Abnahme der Permeabilität eines Blechkerns mit der Frequenz  $f$  die Gleichung [1]

$$\mu = \mu_a \operatorname{tg} \sqrt{2j f / f_w} / \sqrt{2j f / f_w} \quad (1)$$

$\mu_a$  ist dabei die (relative) Anfangspermeabilität,  $f_w$  die „Grenzfrequenz der Wirbelströme“

$$f_w = 4 \varrho / (\pi \mu_a \mu_0 d^2) \approx 4,2 \frac{\varrho \left[ \frac{\Omega \text{ mm}^2}{\text{m}} \right]}{\mu_a (d, \text{mm})^2} \text{ MHz} \quad (2)$$

$\varrho$  bedeutet den spezifischen Widerstand des Werkstoffs der Bleche oder Metallbänder,  $d$  deren Dicke,  $\mu_0$  die Permeabilität des Vakuums  $= 1,26 \cdot 10^{-8} \text{ H/cm}$ .  $j = \sqrt{-1}$ .  $\mu$  ist die relative, komplexe Permeabilität. Für  $f \gg f_w$  fällt die Permeabilität theoretisch proportional  $1/\sqrt{f}$ , so daß der induktive Widerstand  $\omega L$  noch proportional  $\sqrt{f}$  wachsen sollte. Die Gleichungen gelten aber nur für vollkommene gegenseitige Isolierung der Bleche oder der einzelnen Windungen des Bandkerns. Bei schlechter Isolierung sinkt die Permeabilität stärker.

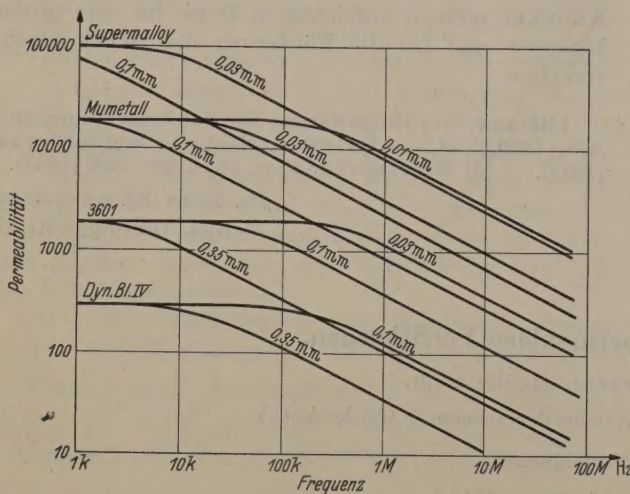


Abb. 1. Abfall der Anfangspermeabilität von Blechkernen mit der Frequenz, berechnet aus dem Einfluß der Wirbelströme.

Abb. 1 zeigt den theoretischen Verlauf der Permeabilität  $\mu$  mit der Frequenz bei verschiedenen Blechsorten mit Anfangspermeabilitäten von etwa 300 (Dyn. Blech IV) bis 100 000 (Supermalloy)<sup>1</sup> [2].

<sup>1</sup> Die Werte gelten für einen Eisenfüllfaktor im Kern von 100%. Wird der Faktor wesentlich geringer, was bei sehr dünnen Blechen der Fall ist, so vermindert sich die (auf den äußeren Kernquerschnitt bezogene) Permeabilität im gleichen Maße. Außerdem wirken die zwischen den Metallbändern eines spiralförmig aufgewickelten Kerns vorhandenen Isolationschichten schädlich. Ist  $d$  die Dicke der Bänder,  $a$  die Dicke der Isolierschicht (+ Luftschichtdicke), gemessen von Band zu Band,  $D$  der mittlere Durchmesser des Band-

In Abb. 2 sind einige Meßkurven von Molybdänpermalloy [3], Nickalloy [9], Hyperm 36 [10] und Mumetall<sup>1</sup> eingetragen. Angegeben ist der Betrag der Permeabilität ohne Rücksicht auf den Phasenwinkel. Aus Abb. 2 geht hervor, daß der tatsächliche Abfall viel stärker ist als der nach Gl. (1) berechnete. Ob die Ursache hierfür mangelhafte Bandisolation ist,

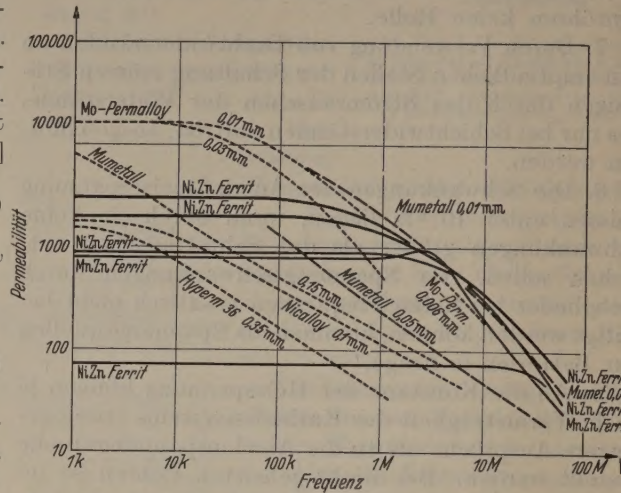


Abb. 2. Gemessener Verlauf der Anfangspermeabilität von Blech- und Ferritkernen mit der Frequenz.

----- Blechkern (Molybdänpermalloy 0,006, 0,01 und 0,03 mm nach GANZ und GOULD [3]; Nickalloy 0,1 mm dick nach PATZSCHKE nach FELDTELLER [10]; Mumetall 0,01 und 0,05 mm dick).

— Ferritkerne (Mangan-Zink-Ferrit und Nickel-Zink-Ferrite)

homogene Permeabilität im Band [8], Spinpräzession (s. unten) oder magnetische Nachwirkung, ist nicht in jedem Fall entschieden [15]. Die Permeabilität von hochpermeablen Blechen sinkt mehr mit  $1/f$  als mit  $1/\sqrt{f}$ . Will man bei 1 MHz eine Permeabilität über 1000 erhalten, so muß man sehr dünne und sehr hochpermeable Bänder verwenden. Derartige Bandkerne finden in Impulsübertragern Anwendung [3].

Man erkennt aus den Gl. (1) und (2), daß die Wirbelstromgrenzfrequenz steigt, wenn man den spezifischen Widerstand  $\varrho$  erhöht.  $\varrho$  kann um den Faktor  $10^6$  oder mehr vergrößert werden, wenn man an Stelle metallischer Werkstoffe Ferritkerne verwendet [4]. Ferritkerne sind Mischkristalle aus Eisenoxyd und einem oder mehreren Oxyden zweiwertiger Metalle, z. B. Blei, Cadmium, Kupfer, Magnesium, Mangan, Nickel, Zink u. a. Die Oxyde werden gemischt, gepulvert und, z. T. in mehreren Stufen, bei Temperaturen von 1100 ... 1400°C gesintert. Auf diese Weise entstehen schwarze, dunkelgraue oder tiefviolette, porzellanähnliche Körper, die — besonders bei Anwendung hoher Sintertemperatur — nur durch Schleifen bearbeitet werden können. Die Kerne sind so fest, daß man sie ohne Schaden auch auf Ringwickelmaschinen bewickeln kann.

Die Anfangspermeabilität derartiger Kerne kann bis nahezu 4000 gesteigert werden. Abb. 2 zeigt

kerns, so sinkt die Permeabilität von  $\mu_a$  auf

$$\mu_{\text{eff}} \approx \mu_a \cdot \frac{d}{a + d} \cdot \frac{1}{1 - \mu_a d a / (\pi^2 D^2)}$$

$d/(a + d)$  ist der Füllfaktor des Bandkernes; er wird für Bandstärken von etwa 0,03 ... 0,05 mm zu 75 ... 85% angegeben, für Bandstärken von 0,006 ... 0,01 mm zu etwa 50% [3].



kurven<sup>1</sup> (Betrag der Permeabilität) für ein Mangan-Zink-Ferrit mit einer Anfangspermeabilität von 1000 und für Nickel-Zink-Ferrite mit Anfangspermeabilitäten von etwa 1000, 2000 und 3500. Die Dicke der Kerne betrug  $\approx 5$  mm. Wie man sieht, sinkt die hohe Permeabilität bis 1 MHz teils wenig, teils gar nicht ab, so daß derartige Kerne für HF-Resonatoren und Breitband-Übertrager sehr geeignet sind. Oberhalb 1 MHz fällt die Permeabilität stärker und erreicht bei 60 MHz Werte von etwa  $50 \cdots 80$  [13]. Wenn man noch die zum Vergleich eingezeichnete Kurve eines niederpermeablen Nickel-Zink-Ferrits ( $\approx 80$ ) betrachtet, dessen Permeabilität bis 20 MHz konstant bleibt, hat man den Eindruck, daß es eine praktisch nicht überschreitbare Grenzkurve für die Permeabilität in Abhängigkeit von der Frequenz gibt. Diese Gleichung lautet etwa

$$\mu_g - 1 = c/f \quad \text{mit} \quad c \approx 5 \cdot 10^9 \text{ s}^{-1}. \quad (3)$$

Diese Gleichung scheint mindestens bis zu einer Frequenz von etwa  $10^9$  Hz zu gelten.

Zu beachten ist, daß natürlich bei Ferritkernen — wie bei allen hochpermeablen Stoffen — die Permeabilität sinkt, wenn der Kern vormagnetisiert wird, z. B. durch einen die Wicklung durchfließenden Gleichstrom.

Da in Ferritkernen die Wirbelströme vernachlässigt werden können, hätte es nahegelegen, zu vermuten, daß die Permeabilität bis zu beliebig hohen Frequenzen erhalten bliebe. Wie die Meßergebnisse zeigen, ist dies nicht der Fall. Die Elementarmagnete des Ferrits, die Elektronenspins, verhalten sich nämlich wie Kreisel; sie können Präzessionsbewegungen um gewisse kristallographische Achsen (sog. magnetische Vorzugsrichtungen) ausführen. Überschreitet die Frequenz des angelegten Wechselfeldes die Präzessionsfrequenz, so können die Spins nicht mehr schnell genug folgen, und die Permeabilität sinkt. Die Präzessionsfrequenz  $f_p$  ergibt sich aus [6]

$$f_p = g \cdot J_s / \mu_a; \quad g \approx 2 \cdot 10^6 \text{ (Gauss} \cdot \text{s)}^{-1}. \quad (4)$$

Hierin ist  $J_s$  die Sättigungsmagnetisierung,  $\mu_a$  die Anfangspermeabilität (bezogen auf die Vakuumpermeabilität) des Ferromagnetikums.  $g$  ist im wesentlichen das „gyromagnetische Verhältnis“ der Elektronen, nämlich der Quotient aus magnetischem Moment und Drehimpuls. Man kann  $f_p$  die „gyromagnetische Grenzfrequenz“ nennen.  $f_p$  ist — im Gegensatz zur Wirbelstromgrenzfrequenz — unabhängig von der Dicke des Kerns. Die Permeabilität ist bei  $f_p$  etwa auf  $\mu_a/2$  gefallen. Oberhalb  $f_p$  sinkt die Permeabilität ungefähr proportional  $1/f$ ; der induktive Widerstand  $\omega L$  bleibt dann also näherungsweise konstant.

Für das bereits erwähnte Nickel-Zink-Ferrit mit einer Permeabilität  $\mu_a \approx 1000$  ergibt sich aus der Sättigungsmagnetisierung von etwa 3000 G eine Grenzfrequenz  $f_p \approx 6$  MHz, die auch mit den Meßergebnissen übereinstimmt; der Nickel-Zink-Ferrit-Kern mit einer Permeabilität von 3500 hat eine Grenzfrequenz von etwa 1 MHz. Bei Mangan-Zink-Ferrit mit einer Anfangspermeabilität von etwa 1000 liegt  $f_p$  ebenfalls bei etwa 6 MHz [5].

An Stelle der Wirbelstromeffekte kann bei Ferritkernen eine Art Resonanzerscheinung auftreten. Falls

der Werkstoff eine hohe Dielektrizitätskonstante hat, fließen nämlich statt der bei Metallen auftretenden Wirbelströme hier kapazitive Wirbelströme, die auch bei Massekernstoffen vorhanden sind [7]; sie wirken auf die Spule ähnlich wie eine parallelgeschaltete Kapazität, d. h. die Permeabilität des Kerns wächst scheinbar. Die Resonanzfrequenz<sup>1</sup> ist für zylindrische Kerne

$$f_r = \frac{k}{d \sqrt{\mu_a \epsilon_a}}; \quad k \approx 2 \cdot 10^{10} \text{ cm/s}. \quad (5)$$

$d$  ist der Kerndurchmesser,  $\mu_a$  die Anfangspermeabilität,  $\epsilon_a$  die bei kleiner elektrischer Feldstärke gemessene Dielektrizitätskonstante des Kerns, bezogen auf die des Vakuums. Die Resonanz ist stark gedämpft durch dielektrische und ohmsche Verluste.

$f_r$  liegt bei Massekernen sehr hoch. An Kernen mit einer Permeabilität von 50 wurde eine Dielektrizitätskonstante von  $\approx 5000$  gemessen [7]. Damit ergibt sich für einen 1 cm dicken Kern  $f_r \approx 40$  MHz, während die Wirbelstromgrenzfrequenz  $f_w$  derartiger Kerne mit einem Wirbelstrombeiwert von etwa 0,2 bis  $1,5 \mu\text{s}$  bei etwa  $3 \cdots 20 \text{ MHz}^2$  liegt. Mangan-Zink-Ferrite können bei  $\mu \approx 1000$  eine Dielektrizitätskonstante  $\epsilon_a$  von etwa  $5 \cdot 10^4$  (bei 1 MHz) erreichen [5], [11]. Damit ergibt sich bei einem 1 cm dicken Kern  $f_r \approx 3$  MHz, also ein geringerer Wert als die zu etwa 6 MHz berechnete gyromagnetische Grenzfrequenz  $f_p$ . Die in Abb. 2 angegebene Kurve für ein Mangan-Zink-Ferrit zeigt bei etwa 3 MHz eine solche Resonanzstelle. Oberhalb  $f_r$  sinkt die Permeabilität schnell ab.

Wenn die von den Abmessungen abhängige Resonanzfrequenz  $f_r$  störend in Erscheinung treten sollte, kann sie zu höheren Werten verschoben werden, indem man den Kern schichtweise unterteilt. Die Resonanzlage kann außerdem bei gleichbleibender Permeabilität durch Ändern der Dielektrizitätskonstante beeinflusst werden. An Nickel-Zink-Ferriten wurde die Resonanz bisher anscheinend nicht beobachtet.

Befindet sich der Ferritkern in einem starken magnetischen Gleichfeld, so kann eine Resonanzspitze infolge Spinpräzession um die Feldrichtung auftreten [16]. Diese Erscheinung wird praktisch, z. B. in Drosseln mit Vormagnetisierung, nicht stören, da sie erst bei Frequenzen von etwa  $10^{10}$  Hz auftritt.

Die gegenüber Blechkernen geringe Sättigungsmagnetisierung der Ferrite von etwa  $2000 \cdots 5000$  Gauß [4] verhindert ihre Anwendung in Leistungstransformatoren bei Netzfrequenz; die Sättigungswerte genügen aber völlig, um Ferritkerne z. B. für Eingangsübertrager im Tonfrequenzgebiet (Mikro-

<sup>1</sup> Die Resonanzfrequenz bei Vernachlässigung der Dämpfung ergibt sich näherungsweise aus der Gl. (46) der Arbeit von M. KORNETZKI und A. WEIS [7], indem man den für kapazitive Wirbelströme berechneten Induktivitätszuwachs  $\Delta L/L = 1$  setzt ( $k \approx 2,7 \cdot 10^{10}$ ). Genauer wird der Wert für  $k$ , wenn man auf die Grundgleichung (37) zurückgeht und die Nullstelle der im Nenner stehenden Zylinderfunktion sucht. Man erhält dann  $\beta R \approx 2,4$  und  $k \approx 2,3 \cdot 10^{10}$ . Nach der von D. POLDER [5] angegebenen Gleichung ergibt sich  $k \approx 0,7 \cdot 10^{10} \text{ cm/s}$ . Genaue Rechnungen für quaderförmige Proben haben F. G. BROCKMANN, P. H. DOWLING und W. G. STENECK [11] durchgeführt.

<sup>2</sup> Falls der Wirbelstrombeiwert  $w$  des Kerns bekannt ist, berechnet man die Wirbelstromgrenzfrequenz  $f_w$  statt aus Gl. (2) einfacher aus  $f_w \approx 4/w = \frac{4}{w/\mu\text{s}}$  MHz.

<sup>1</sup> Nach Messungen von J. FREY.



phon- oder Tonabnehmerübertrager) oder als Leistungsübertrager bei Mittel- und Hochfrequenz geeignet zu machen [12]. Auf die weiteren Anwendungsmöglichkeiten von Ferritkernen, die sich gerade aus der geringen Sättigungsmagnetisierung ergeben, soll hier nicht eingegangen werden [14].

Besonders zu beachten ist die niedrige Curietemperatur der Ferrite. Im gleichen Stoffsystem ist die

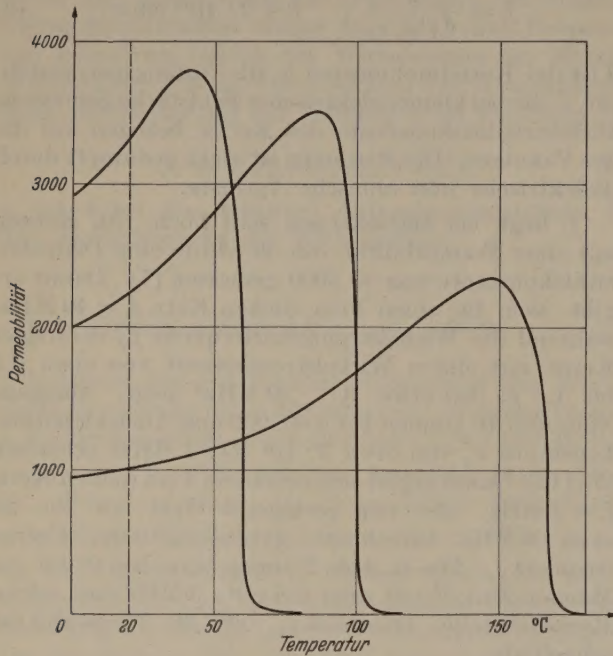


Abb. 3. Abhängigkeit der Anfangspermeabilität von der Temperatur bei verschiedenen Nickel-Zink-Ferriten.

Curietemperatur um so geringer, je höher die Permeabilität gesteigert wird. Abb. 3 zeigt<sup>1</sup>, daß bei einer Anfangspermeabilität von 3500 (bei Zimmertemperatur gemessen) die Curietemperatur von Nickel-Zink-Ferriten bei  $\approx 50^\circ\text{C}$  liegt. Ändert man die Zusammensetzung so, daß  $\mu_a$  abnimmt, dann steigt die Curietemperatur. Der Zusammenhang zwischen Anfangspermeabilität und Curietemperatur ist in Abb. 4 dargestellt<sup>2</sup>. Die Kurve gibt die bei jeder Permeabili-

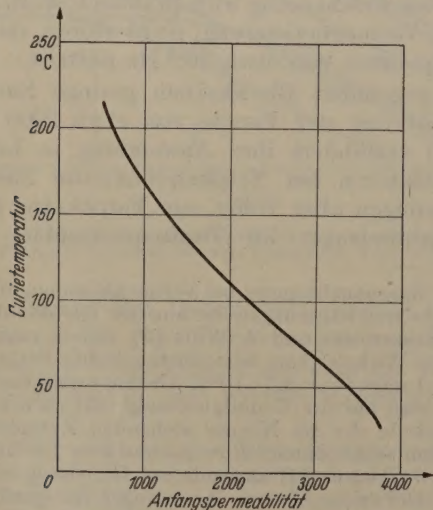


Abb. 4. Zusammenhang zwischen Curietemperatur und Anfangspermeabilität bei Nickel-Zink-Ferriten.

<sup>1</sup> Nach Messungen von J. BRACKMANN.

<sup>2</sup> Zum Vergleich sei erwähnt, daß die Curietemperatur der Legierung 3601 bei  $200^\circ\text{C}$ , von Mumetall bei  $360^\circ\text{C}$

tät erreichbare höchste Curietemperatur an. Kurvenpunkte unterhalb der Kurve können ebenfalls erreicht werden, sind aber praktisch meist uninteressant. Man kann daher die Kerne mit höchster Permeabilität nur für schwach belastete Übertrager ohne merkliche Eigenerwärmung einsetzen. Kerne für stärker belastete Spulen kann man u. U. so auswählen, daß man bei der Übertemperatur, die sich infolge der Eigenerwärmung einstellt, in der Nähe des Permeabilitätsmaximums arbeitet, also dicht unterhalb der Curietemperatur. Zu beachten ist aber, daß nach Gl. (1) die Grenzfrequenz  $f_p$  bei Erwärmung sinkt, weil die Sättigungsmagnetisierung  $J_s$  dann abnimmt.

Wird ein Ferritkern mit stärkeren Wechselfeldern beansprucht, so steigt die Permeabilität wie bei anderen magnetischen Kernen bis zu einem Höchstwert und sinkt dann wieder. Abb. 5 zeigt die Permeabilität

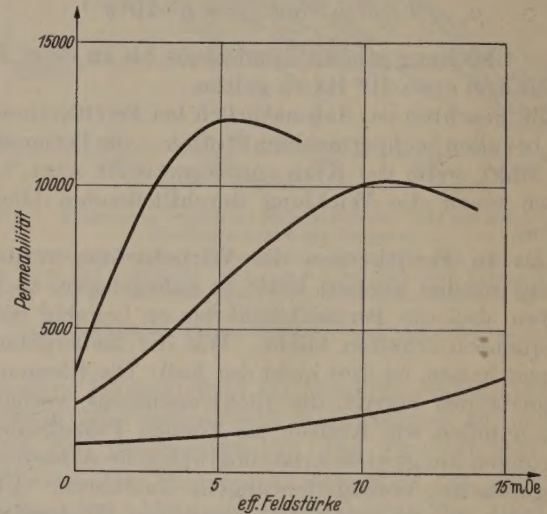


Abb. 5. Abhängigkeit der Permeabilität von der effektiven Feldstärke bei Nickel-Zink-Ferritkernen mit verschiedenen Anfangspermeabilitäten

in Abhängigkeit von der Wechselfeldstärke<sup>3</sup>. Bei einer Anfangspermeabilität von 3500 wird eine Maximalpermeabilität von etwa 10 000 erreicht, die sich in stärker belasteten Übertragern vorteilhaft auswirkt.

Der Zweck der Ferritentwicklung war anfänglich die Verminderung der Wirbelstromverluste, im Hinblick auf ihre Verwendung in Hochfrequenzspulen mit geringem Verlustwinkel. Da aber mit diesen Stoffen hohe Permeabilitäten erreicht worden sind, können sie jetzt auch auf Gebieten eingesetzt werden, die früher den Massekernen oder den Blechkernen vorbehalten schienen.

#### Zusammenfassung.

Ferritkerne können mit Permeabilitäten bis etwa 3500 hergestellt werden; die Permeabilität bleibt bis ins Hochfrequenzgebiet nahezu unabhängig von der Frequenz, während die Permeabilität von hochpermeablen Blech- und Bandkernen schon bei tieferen Frequenzen zu sinken beginnt. Der Permeabilitätsverlauf von Band- und Ferritkernen als Funktion der Frequenz wird verglichen. Um mit Bandkernen Permeabilitäten von mehreren 1000 bei etwa 1 MHz zu erhalten, muß man hochpermeable Legierungen und

(persönliche Mitteilung von F. ASZMUS) und von Supremalloy bei  $400^\circ\text{C}$  [2] liegt.

<sup>3</sup> Nach Messungen von J. BRACKMANN.



ur dünne Bänder verwenden. Dann sind Bandkerne d hochpermeable Ferritkerne bei Frequenzen über MHz praktisch etwa gleichwertig bezüglich der Permeabilität.

Oberhalb der „gyromagnetischen Grenzfrequenz“ sinkt die Permeabilität der Ferritkerne ab.  $f_p$  ist abhängig von den Abmessungen des Kerns und beträgt für hochpermeable Ferrite etwa 1...6 MHz. Analogie zur Wirbelstromgrenzfrequenz der Blechkerne tritt bei Ferritkernen eine Resonanz infolge kapazitiver Wirbelströme auf, die zu einem scheinbaren Ansteigen der Permeabilität führen kann.

Die Curietemperatur hochpermeabler Ferrite ist so niedriger, je höher man die Permeabilität steigert. Es werden Meßergebnisse über die Abhängigkeit der Permeabilität einiger Nickel-Zink-Ferrite von der Temperatur, über den Zusammenhang zwischen Anfangspermeabilität und Curietemperatur und die Abhängigkeit der Permeabilität von der Wechselfeldstärke mitgeteilt.

**Literatur.** [1] FELDTKELLER, R.: Spulen und Übertrager mit Eisenblechkernen. 2. Aufl. Teil I, S. 65. Stuttgart 1949. — [2] BOOTHBY, O. L. u. R. M. BOZORTH: J. of appl. physics 18, 173 (1947). — [3] GANZ, A. G.: Electr. Engng. 68, 335 (1946). — DIETERLY, D. C.: Electr. Engng. 68, 335

(1949). — GOULD, H. L. B.: Electr. Engng. 69, 544 (1950). — [4] SNOEK, J. L.: New Developments in Ferromagnetic Materials. New York u. Amsterdam 1947. — HARVEY, R. L., I. J. HEGYI u. H. W. LEVERENZ: RCA Review 11, 321 (1950). — [5] POLDER, D.: Proc. Inst. Electr. Engng. 37, 3 (1949). — [6] SNOEK, J. L.: Nature 160, 90 (1947). — Physica 14, 207 (1948). — BELJERS, H. G. u. J. L. SNOEK: Philips' techn. Rdsch. 11, 317 (1950). — [7] KORNETZKI, M. u. A. WEIS: Wiss. Veröff. Siemens-Werk XV, (2), 95 (1936). — [8] FELDTKELLER, R.: Spulen u. Übertrager mit Eisenblechkernen. 2. Aufl., Teil I, S. 77—102. Stuttgart 1949. — [9] PATZSCHKE, W.: Elektrotechn. Z. 65, 15 (1944). — [10] FELDTKELLER, R.: Spulen und Übertrager mit Eisenblechkernen. 2. Aufl., Teil I, S. 77. Stuttgart 1949. — [11] BROCKMANN, F. G., P. H. DOWLING u. W. G. STENECK: Physic. Rev. 77, 85 (1950). — [12] LATIMER, K. E. u. H. B. MACDONALD: The Institution of Electr. Engng., Symposium of Papers on Ferromagn. Materials, 7.—8. Nov. 1949. — [13] Meßwerte niederpermeabler Ferrite bei Frequenzen bis über 1000 MHz siehe z. B. bei BIRKS, I. B.: Proc. physic. Soc. 63, 65 (1950). — FLEGLER, E.: Arch. f. Elektrotechn. 40, 4 (1950). — RADO, G. T., R. W. WRIGHT u. W. H. EMERSON: Physic. Rev. 80, 273 (1950). — [14] LANDON, V. D.: RCA Review 3, 387 (1949). — [15] Siehe auch DÖRING, W.: Z. Naturforschg. 3 a, 373 (1948) u. 4 a, 605 (1949). — [16] KITTEL, C.: Physic. Rev. 73, 155 (1948). — BELJERS, H. G.: Physica 14, 629 (1949).

Dr. MAX KORNETZKI in Fa. Siemens und Halske,  
Zentrallaboratorium Bauelemente,  
Heidenheim/Brenz.

## Ultraschall-Erzeugung mittels Volumenmagnetostriktion.

Von HANS HEINRICH RUST, Hamburg.

Mit 5 Textabbildungen.

(Eingegangen am 17. Oktober 1950.)

Bisher wurde für Zwecke der Ultraschallerzeugung ein magnetostriktives Wege nur der Joule-Effekt, die Längsmagnetostriktion, verwendet. Hierbei bedeutet man sich zwecks Erzielung großer Amplituden der Strahlerflächen der Resonanzüberhöhung von in ihrer Eigenfrequenz angeregten, longitudinal schwingenden ferromagnetischen Gebilden (Stäbe, Tonpilze). Nach einem Vorschlag von RUST [1] kann man den Effekt der Volumenmagnetostriktion zur Ultraschallerzeugung heranziehen, wobei sich einige, im folgenden erörterte Vorteile ergeben.

Die Volumenmagnetostriktion bewirkt eine Volumenänderung des magnetisierten Körpers — teils positiv, teils negativ — deren Verlauf als Funktion des äußeren magnetischen Feldes zunächst parabelförmig beginnt, um bei großen Feldstärken, etwa vom technischen Sättigungsgebiet ab, in einen linearen Verlauf überzugehen [2]. — Der parabelförmige Kurventeil wird wesentlich durch den Formeffekt und durch Drehprozesse (Kristalleffekt) veranlaßt; der lineare ist auf ein Anwachsen der spontanen Magnetisierung, also eine zunehmende Parallelorientierung der magnetischen Dipole innerhalb des WEISSschen Bereiches zurückzuführen. Mit Beginn dieser Wechselwirkung der Elementarmagnete setzen bei manchen Ferromagneten erhebliche Volumenänderungen ein, die für die technische Ultraschallerzeugung von Bedeutung sind. Die hierfür erforderlichen hohen Feldstärken stellen hinsichtlich der praktischen Anwendung einen gewissen Nachteil dar, der jedoch, wie noch gezeigt werden wird, zum Teil umgangen werden kann und bei der Impulserzeugung nicht sehr von Belang ist.

Wie schon der bereits erwähnte Begriff „Formeffekt“ andeutet, ist die Volumenmagnetostriktion auch eine Funktion des Dimensionsverhältnisses des magnetisierten Körpers. Da der hierdurch bedingte Anteil am Volumeneffekt jedoch im anfänglichen, parabelförmigen Teil der  $\frac{\Delta V}{V}$ -H-Kurve auftritt, ist er im Rahmen der Betrachtungen über die Ultraschallerzeugung von sekundärer Bedeutung.

Zur Herstellung eines Ultraschallgebers auf volumenmagnetostriktiver Basis verwendet man vorteilhaft ein feinteiliges Ferromagnetikum mit möglichst großem Volumeneffekt und bringt dieses in eine Flüssigkeit oder Paste ein, die so beschaffen ist, daß sie einesteiils einen guten elektrischen Isolator darstellt und daß anderenteils eine chemische Reaktion mit dem Pulver nicht zustande kommen kann. Die Verwendung eines pulverförmigen Ferromagnetikums ist deswegen geboten, weil hierdurch die Wirbelstromverluste minimal gehalten werden können. Aus gleichen Gründen ist auch zu fordern, daß eine elektrisch gut isolierende Flüssigkeit verwendet wird, damit eine elektrische Leitung von Partikel zu Partikel weitgehend unterbunden ist.

Auf diese Weise entsteht ein disperses System mit dem Dispersionsmittel Isolieröl und dem pulverförmigen Ferromagnetikum als Dispersum. Um einen besonders engen Zusammenschluß der Partikel und damit eine höhere wirksame Permeabilität des ganzen Systems zu erzielen, wird zweckmäßigerweise ein dipolfreies Dispersionsmittel benutzt und eine geringe Menge Dipolsubstanz in Form einer organischen Fettsäure mit einem Säuremolenbruch von etwa  $10^{-3}$  zugesetzt. Infolge dieser geringen Konzentration enthält dann das Dispersionsmittel vorwiegend Einermoleküle bzw. Kom-



plexdipole mit ihren großen Momenten und in kleinerem Umfange Multipole (z. B. Quadrupole) mit ihren geringen Momentresultanten. DUNKEN, FREDENHAGEN und WOLF [3] haben ermittelt, daß bei Anwesenheit von Einzeldipolen (Einermoleküle oder Komplexdipole) eine Erniedrigung der Grenzflächenspannung zwischen Dispersionsmittel und Metalloberfläche eintritt, woraus auf Grund der DUPRÉschen Beziehung eine höhere Haftbarkeit folgt. Auf diese Weise gelingt es, ein formbeständiges, ferromagnetisches Gel mit erhöhter wirksamer Permeabilität herzustellen, wie RUST [4] in anderem Zusammenhang gezeigt hat.

Um einen Überblick über diejenigen Materialien, die sich für die Ultraschallerzeugung eignen, zu

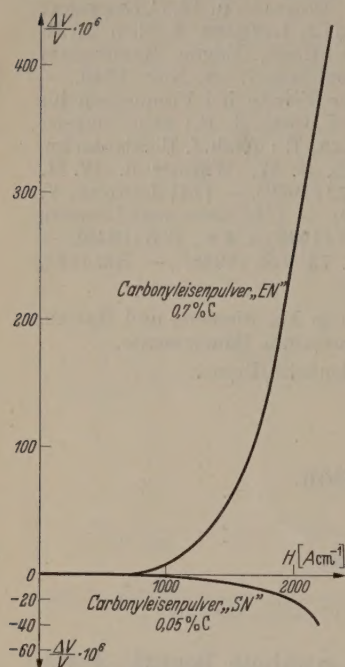


Abb. 1. Volumenmagnetostriktion von zwei verschiedenen Carbonyleisenpulvern unterschiedlichen Kohlenstoffgehalts. „SN“ ist thermisch nachbehandelt.

Pyknometer sowohl eine Kühlwasserschicht wie auch ein aus Kupferfolie bestehender Wärmestrahlungsschutz befand. Auf diese Weise war das Meßgefäß, das ja nebenher ein empfindliches Thermometer darstellt, weitgehend vor Wärmeübergang vonseiten der Wicklung geschützt.

Die Meßergebnisse sind in dem Diagramm Abb. 1 wiedergegeben. Wie man erkennt, hat das Carbonyleisen „EN“ mit Abstand den größten Volumeneffekt. Dieser Befund bedeutet einen ganz besonderen Vorteil hinsichtlich der Erzeugung von Ultraschall durch Volumenmagnetostriktion, da nur der billige Werkstoff Eisen als magnetostriktives Material erforderlich ist. Das thermisch nachbehandelte Carbonyleisenpulver „SN“ zeigt einen sehr viel kleineren Volumeneffekt; Carbonylnickel und  $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$  scheiden wegen ihres sehr kleinen Effekts<sup>2</sup> für die praktische Anwendung völlig aus.

<sup>1</sup> Carbonyleisenpulver „EN“ mit 0,7% Kohlenstoff und Sorte „SN“ mit 0,05% Kohlenstoff, thermisch nachbehandelt, der „Badischen Anilin- & Soda-Fabrik“, Ludwigshafen.

<sup>2</sup> Carbonylnickel und  $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$  wurden wegen des sehr geringen Effektes nicht in das Diagramm aufgenommen. Ersteres hat bei  $800 \text{ A cm}^{-1}$  ein Maximum an relativer Volumenänderung von  $\frac{\Delta V}{V} = -7 \cdot 10^{-6}$ , während das Oxyd

Ein volumenmagnetostriktiver Ultraschallgeber kann gemäß Abb. 2 wie folgt aufgebaut sein. In einem Behälter befindet sich das bereits erwähnte disperse System<sup>3</sup> aus Isolieröl und Carbonyleisen „EN“. In dieses System ist eine Felderregungsspule völlig eingebettet, so daß ihre magnetischen Kraftlinien möglichst viele Eisenpartikel durchfluten. — Da bei der Volumenmagnetostriktion — genau wie bei dem Joule-Effekt — die Volumenänderung nicht von der Richtung des Vektors des äußeren magnetischen Feldes, sondern von dessen Betrag abhängig ist, unterstützen die einander entgegengesetzt gerichteten Feldvektoren im Inneren und außerhalb der Spule den Volumeneffekt. Wegen des soeben geschilderten Sachverhalts tritt — ebenfalls analog zur Längsmagnetostriktion — Frequenzverdoppelung ein.

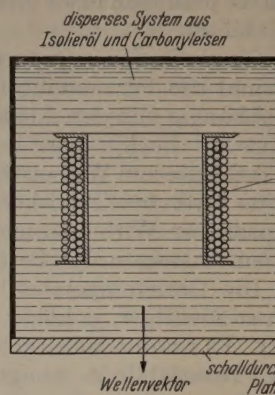


Abb. 2. Prinzipielle Anordnung zur Erzeugung von Ultraschall mittels Volumenmagnetostriktion. Die Erregungsspule befindet sich in einem Carbonyleisen-Sediment.

Der Spulenbehälter kann an irgendeiner gewünschten Stelle mit einem Schallfenster versehen sein, beispielsweise in Form einer Metallfolie oder einer Kunststoffplatte aus einem Material mit kleineren Schall-Absorptionskoeffizienten (z. B. Trolitul [5]) und niedrigem Reflexionsgrad gegenüber den angrenzenden Medien. — Für den Fall, daß nur eine diskontinuierliche Frequenz abgestrahlt werden soll, wählt man an dem Schallfenster eine  $n \cdot \frac{\lambda}{2}$ -Platte ( $n = 1, 2, 3 \dots$ ), die für die Wellenlänge  $\lambda$  maximale Durchlässigkeit besitzt.

Es wäre auch denkbar, den ganzen Eisensedimentbehälter weitgehend schalldurchlässig auszubilden, um ein Schwinggebilde zu realisieren, das eine Annäherung an den idealen Strahler nullter Ordnung darstellt. — Die Ausbildung eines Ultraschallgebers in dieser Form bietet manche Vorteile. Da jedes Oberflächenelement des Behälters konphas mit gleicher Amplitude schwingt, ergibt sich ein Maximum an Strahlungswiderstand. Handelt es sich hinsichtlich der äußeren Form beispielsweise um eine Kugel, so bilden sich Kugelwellen aus, die mittels Parabols in eine gewünschte Richtung gelenkt werden können.

Wie schon eingangs erwähnt und aus den  $\frac{\Delta V}{V} \cdot B$ -Kurven des Diagramms Abb. 1 sofort ersichtlich, beginnt die für den linearen Verlauf der Kurve charakteristische Beeinflussung der magnetischen Dipole bei relativ hoher äußerer Feldstärke. Dies bedeutet einen Nachteil für die Ultraschallerzeugung insofern, als hierfür sehr große Wechselstromamplituden erforderlich wären. Diesem Nachteil kann jedoch teilweise dadurch begegnet werden, daß mit Gleichstrom so weit vormagnetisiert wird, daß infolge des magnetischen

einen Maximalwert von  $+5 \cdot 10^{-6}$  bei  $1900 \text{ A cm}^{-1}$  erreicht. Beide Kurven streben danach wieder der Abszisse zu.

<sup>3</sup> Eisensediment bzw. bei Anwesenheit von Dipolen in Dispersionsmittel: Eisen-Gel.



den Gleichfeldes die Parallelorientierung der Elementarmagnete im Gitter einsetzt<sup>1</sup>. Mit dieser Maßnahme würde auch eine in mancher Hinsicht vorteilhafte, annähernd formtreue Wandlung der anregenden elektrischen Schwingungen in mechanische zu erreichen sein (Spiegelung der Stromkurve an der  $I$ - $H$ -Kurve).

Das vornehmliche Anwendungsgebiet der Ultraschallerzeugung mittels Volumenmagnetostriktion meint das der Impulserzeugung zu sein. Der besondere Vorteil liegt hierbei darin, daß mit Leichtigkeit sehr kurze Impulse, wie sie bei der Verwendung des Ultraschalls als Meß- und Untersuchungsmittel Technik, Diagnose u. a. erforderlich sind, realisiert werden können. Diese Tatsache liegt schon darin begründet, daß der Ultraschallgeber praktisch keine Eigenfrequenz besitzt und hierdurch Ein- und Ausschwingvorgänge, die bei Resonanzschallgebern oft vorkommen, nicht auftreten können. Es ist bei diesen Betrachtungen davon abgesehen, die einzelnen Eisenatome (etwa  $10\mu\varnothing$ ) als diskrete Resonanzstrahler zu behandeln, da, wie eine einfache Abschätzung zeigt, deren Eigenfrequenzen außerordentlich hoch liegen und wegen der sehr geringen Reichweite derartiger Strahlungen aus Gründen extremer Absorption im durchschallten Medium ohne jede praktische Bedeutung sind. Weiter ist noch bei der Erzeugung kurzer Impulse mittels Volumenmagnetostriktion als positiv zu bewerten, daß praktisch keine Frequenzbegrenzung nach oben hin besteht, da in ferromagnetische Suspensionen eingelagerte Spulen, selbst im Gebiet hoher Frequenzen (z. B. 20 MHz) noch eine erhebliche Pulverleistung besitzen, wie aus Untersuchungen von Rust [4] hervorgeht.

Die Möglichkeit der rein aperiodischen Ultraschallerzeugung ist von großer Bedeutung für beispielsweise Mikro-Echolote (Reflektoskope), um einen definierten, sehr kurzen Ultraschallimpuls zu schaffen, was bei schwingungsfähigen Gebilden, wie z. B. einer Piezokristallplatte, manche Schwierigkeiten bereitet und technische Kunstgriffe erfordert [7].

Mit Hilfe des Volumeneffektes ist die Impulserzeugung recht einfach. Es ist nur erforderlich, einen geladenen, induktionsfreien Kondensator über die in das disperse System eingelagerte Spule so zu entladen, daß bei dem ersten Null-Durchgang der entstehenden elektrischen Schwingung der Kondensator von der Spule abgeschaltet und damit der Schwingungskreis unterbrochen wird. Das gelingt z. B. leicht mit einem unter Atmosphärendruck arbeitenden Schaltrohr. Es besteht gemäß Abb. 3 aus zwei verhältnismäßig großflächigen, kreisringförmig ausgebildeten Hauptelektroden aus Wolfram oder sonstigem hochschmelzenden Sintermetall, zwischen denen sich eine scheibenförmige Hilfselektrode befindet. Der Abstand der beiden Hauptelektroden voneinander ist so bemessen, daß ein selbständiger Durchschlag erst bei einem Vielfachen der Kondensator-Ladespannung eintritt. — Zum gewünschten Zeitpunkt wird die Entladung des Kondensators auf die Carbonyleisenspule dadurch herbeigeführt, daß mit-

tels Funken von einigen Kilovolt und einigen  $\mu A$  die Hauptentladungsstrecke vorionisiert wird, womit

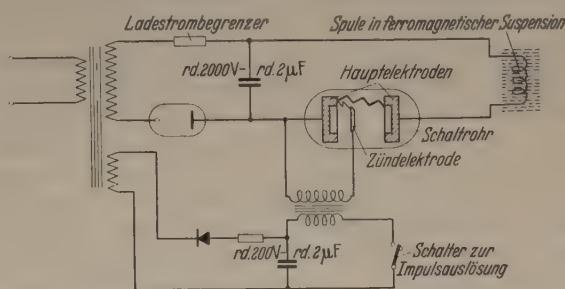


Abb. 3. Anordnung zur Erzeugung von Ultraschallimpulsen mittels stromstarker Kondensatorentladungen auf die Erregungsspule des volumenmagnetostriktiven Ultraschallgebers.

der die Hauptentladung bewirkende Durchschlag erfolgt. Wegen des großen Abstands der Hauptelektroden voneinander und infolge der großen Flächen (Wärmeabfuhr!) tritt eine so schnelle Entionisierung ein, daß eine endgültige Öffnung des Kreises beim ersten Nulldurchgang der elektrischen Schwingung, also nach der halben Schwingungsdauer, erreicht wird. Messungen haben ergeben, das sich bei optimaler elektrischer Dimensionierung eines Stoßkreises bei einigen kV Ladespannung Scheitelströme von mehr als  $10^3 A$  erzielen lassen.

Die Breite des abgestrahlten Impulses ist kleiner als diejenige der halben anregenden elektrischen Schwingung, wie man an Hand von Abb. 4 leicht erkennt. Dieser Umstand ist beim Entwurf und der frequenzmäßigen Dimensionierung derartiger Ultraschallgeber zu beachten. Auf der Abbildung ist das Einsetzen der Volumenmagnetostriktion gekennzeichnet. Dieser Einsatzzpunkt bezieht sich auf den technisch interessierenden Beginn des Effekts. Tatsächlich beginnt der Volumeneffekt schon bei kleinen Feldern, jedoch in geringem Umfange. (Parabelförmiger Anfang der  $\frac{\Delta V}{V}$ - $H$ -Kurve.) — Das Carbonyleisen „EN“ besitzt einen recht bemerkenswerten Volumeneffekt. Es ist zu erwarten, daß binäre und ternäre Legierungen der ferromagnetischen Werkstoffe ebenfalls Volumeneffekte, möglicherweise erhebliche, aufweisen. — Zweifellos ist bei Betrachtungen über den Volumeneffekt von Wichtigkeit, daß die Vorgeschichte des Ferromagnetikums und die Reinheit der Legierungspartner beachtet wird. Beides kann von entscheidender Bedeutung sein; Verspannungen des Gitters sowie bereits geringe Verunreinigungen berechtigen zu der Annahme, daß hierdurch ein Einfluß sowohl auf die spontane Magnetisierung wie auch auf die durch das äußere Feld bewirkten Richtungsänderungen der einzelnen magnetischen Momente zustande kommen kann. Das Diagramm Abb. 1 zeigt eindringlich, in welchem hohem Maße derartige Einflüsse den Volumeneffekt verändern können. Die beiden Eisensorten unterscheiden sich durch

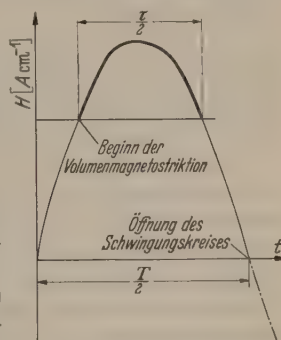


Abb. 4. Zusammenhang zwischen elektrischem und durch Volumenmagnetostriktion ausgelöstem Ultraschallimpuls.  $T$  = Schwingungsdauer der elektrischen Schwingungen.  $\tau$  = Schwingungsdauer der Schallschwingungen.

<sup>1</sup> Man kann ebenso gut an die Verwendung permanentmagnetischer Partikel denken; Versuche in dieser Hinsicht sollen nach Beschaffung geeigneten Materials vorgenommen werden.



thermische Nachbehandlung und im Kohlenstoffgehalt; der hierdurch bewirkte Unterschied zwischen den Volumeneffekten beträgt eine Größenordnung, außerdem haben die Effekte entgegengesetzte Vorzeichen. Man kann auf Grund dieses Resultats vermuten, daß bei dem thermisch nicht nachbehandelten, also relativ harten Carbonyleisen „EN“ eine geringe spontane Magnetisierung vorliegt, so daß ein äußeres Feld einen bemerkenswerten Richteffect der magnetischen Dipole hervorbringen kann. Bei dem thermisch nachbehandelten, weicheren Material „SN“ dagegen wird eine kräftige spontane Magnetisierung vorhanden sein, so daß ein äußeres Feld nur im

-dilatation, je nach Vorzeichen der Durchmesseränderung in Richtung des Feldvektors, ergibt. Die Kugel stellt also in Richtung dieses Vektors auf die Polgebiete bezogen einen Strahler nullter Ordnung dar, welche korrespondierende Flächenelemente der Polgebiete sich konphas mit gleicher Amplitude bewegen. Beurteilt man jedoch die Verhältnisse hinsichtlich der strahlenden Gebiete an einem Pol und normal zum Feldvektor, also am Äquator, so bilden die Polflächenelemente in Gemeinschaft mit den äquatorialen einen Strahler erster Ordnung, dessen um  $90^\circ$  versetzte Strahlungsfelder polarisiert sind. Die betreffenden Flächenelemente schwingen gegenphasig und ihre

Schallfelder kompensieren sich, wenn die Wellenlänge, die sich in die Kugel umgebenden Medium ausbildet, mit dem Viertelkugelumfang vergleichbar wird. Dies ist bei technischen Frequenzen immer der Fall; selbst im Gebiet der Eigenfrequenzen der Kugel, das über 100 MHz liegt, ist diese Bedingung erfüllt, wenn man für das Medium, in das eingestrahlt wird, eine Schallgeschwindigkeit von etwa  $1500 \text{ m sec}^{-1}$  und Eisen als Kugelmateriale voraussetzt.

Wegen Fehlens einer geeigneten Meßeinrichtung für sehr kurze Ultraschallimpulse wurde zunächst eine qualitative Prüfung der Ultraschallabstrahlung eines in eine vorhandene Bord-echolotanlage<sup>1</sup> eingesetzten volumenmagnetostriktiven Ultraschallgebers vorgenommen. E

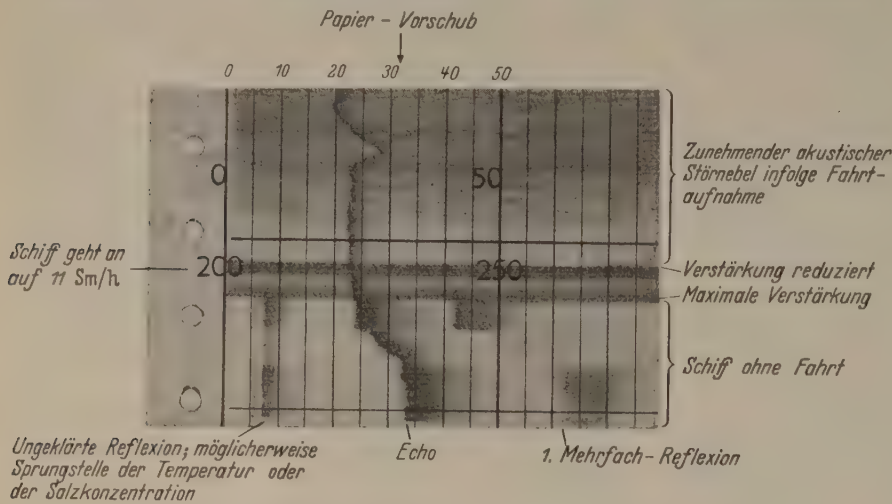


Abb. 5. Ausschnitt aus einem Echogramm der Lotanlage des Versuchsschiffes „Gauß“ des Deutschen Hydrographischen Instituts, Hamburg. — Impulsabgabe mit einem provisorischen, im Versuchsschacht befindlichen volumenmagnetostriktiven Ultraschallgeber (etwa 7 cm Ø). — Vermessung 10 Sm südlich Korsör-Nyborg am 15. 9. 1950. — Windstärke 4—5 Süd. Meeresgrund „F. Sch. Sd.“ (Feiner Schlick mit Sand.)

wesentlichen zur Verbesserung der infolge von Temperaturbewegungen gestörten Parallelstellung der einzelnen Momente innerhalb des WEISSschen Bezirkes beiträgt. — Es ist also die Frage, wie weit die Spinvektoren den Anisotropiekräften folgen konnten, von entscheidender Bedeutung für den durch äußere Kraftlinien verursachten feldproportionalen Anteil des Volumeneffektes. — Diese Vorstellungen decken sich mit den Untersuchungsergebnissen von STEINBERGER [8], wonach die spontane Magnetisierung mit zunehmender Verspannung des Gitters kleiner wird und im Extremfall verschwindet, so daß sich paramagnetische Eigenschaften ergeben.

Man könnte auf die Vermutung kommen, daß vor Eintreten des Volumeneffektes die Längsmagnetostriktion dadurch an der Ultraschallerzeugung beteiligt ist, daß durch die Summe aller längsmagnetostriktiv beeinflussten Partikel in Richtung des Feldvektors eine resultierende Längenänderung zustande kommt. Daß dies nicht der Fall ist, ergibt sich nicht nur aus dem experimentellen Befund, nach dem erst bei höheren Feldstärken Ultraschallerzeugung eintritt, sondern auch auf Grund einer einfachen Überlegung. Betrachtet man die einzelne längsmagnetostriktiv beeinflusste Kugel, so entsteht folgendes Bild. In Richtung des Durchflutungsvektors wird eine Deformation hervorgerufen, die an den Polen ein Maximum aufweist. Diese Deformation bewirkt normal zum Durchflutungsvektor wiederum eine Deformation der Kugel, die sich infolge von Querkontraktion oder

wurde eine provisorische, primitive Einrichtung als Ultraschallgeber verwendet. Sie bestand, ähnlich wie in Abb. 2 dargestellt, aus einem Messingrohr mit etwa 7 cm Innendurchmesser, das auf der einen Seite, der Schallaustrittsstelle, mit einer Kupferfolie von  $3 \cdot 10^{-2} \text{ mm}$  Dicke abgeschlossen war. Die andere Seite war mit einer Platte, die mit einer Stopfbuchse zwecks wasserdichter Herausführung des Anschlußkabels versehen wurde, verschlossen. In dem etwa 10 cm langen Behälter befand sich ein aus Isolieröl und Carbonyleisenpulver „EN“ bestehendes disperses System, in das eine Spule mit 6 Windungen pro cm und einer Selbstinduktion von  $56 \mu\text{H}$  eingebettet war. Die Impulserregung wurde von dem die Impulslaufzeit aufschreibenden Registriergerät der Lotanlage über ein Relais, das sich an Stelle des in Abb. 3 eingezeichneten Schalters befand, gesteuert. Die am Meeresboden reflektierten Ultraschallimpulse wurden mittels eines üblichen 30 kHz-Längsmagnetostriktionsempfängers in elektrische Impulse umgewandelt, selektiv verstärkt und dem Registriergerät zugeführt. Abb. 5 zeigt ein Stück des Registrierstreifens, der unter Verwendung des beschriebenen volumenmagnetostriktiven Ultraschallgebers während einer Versuchsreise des „Gauß“ bei einer Tiefe von etwa 30 m gewonnen wurde. Das Schiff hat zunächst keine Fahrt; außer dem Echo, das die wahre Tiefe

<sup>1</sup> Echolotanlage des Versuchsschiffes „Gauß“ des Deutschen Hydrographischen Instituts, Hamburg.



gibt, ist noch die erste Mehrfachreflexion registriert. Dieser Befund ist als sehr günstig für die Wirkung des Ultraschallgebers zu werten, wenn man bedenkt, daß einmal der Verstärker gedrosselt war, zum anderen an der Vermessungsstelle der Meeresboden ein feines Schlick und Sand besteht (Seekartenrundbezeichnung: „F. Sch. Sd.“) und infolgedessen ein sehr großer Reflexionsgrad zu vermuten ist. Mit Wirtsaufnahme des Schiffes wurde kurzzeitig der Verstärkungsregler auf maximale Verstärkung gestellt. Hierdurch fand Übersteuerung des Verstärkers infolge akustischen Störnebels statt, so daß keine Echoregistrierung mehr zustande kam. Nach Herabsetzung des Verstärkungsgrades erschien das Echo wieder als akustischen Störnebel, der infolge wachsender Fahrgeschwindigkeit bis (11 Sm/h) zunahm.

In Anbetracht des sehr primitiven und relativ kleinsten Ultraschallgebers ist das Erprobungsergebnis sehr bemerkenswert, zumal unter Verwendung des an Bord eingebauten längsmagnetostriktiven Empfängers von optimaler akustisch-elektrischer Wandlung der empfangenen Ultraschallimpulse bei diesem Versuch keine Rede sein kann. Es sollte auch nur im schnell arrangierten Vorversuch ein qualitativer Nachweis über die Ultraschallstrahlung eines volumenmagnetostriktiven Gebers erbracht werden, was über alle Erwartungen gelang.

Der Volumeneffekt scheint u. a. für Zwecke der Echolotung besonders geeignet. Es wäre vorstellbar, auf diese Weise eine Lotenrichtung zu schaffen, mit der vorteilhaft durch die Schiffsplatte hindurchgelotet werden kann, wenn man sich eines von RUST [9] vorgeschlagenen Verfahrens bedient. Hiernach werden der Ultraschallgeber, der Verstärker und u. U. auch der Empfänger der Lotanlage selektiv für diejenige Frequenz ausgelegt, für die die Schiffsplatte maximale Durchlässigkeit besitzt, also eine  $n \cdot \frac{\lambda}{2}$ -Platte ( $n = 1, 2, 3 \dots$ ) darstellt. Als Ultraschallempfänger kann ein selektiver gewählt werden; es scheint jedoch aus wirtschaftlichen Gründen zweckmäßiger, einen aperiodisch arbeitenden zu wählen, z. B. einen piezoelektrischen aus einem Seignettekristall bestehend oder einen kapazitiven mit einem Barium-Strontiumtitanat-Dielektrikum [10], wobei der elektrische Kreis des Gebers so ausgebildet wird, daß die Maximal-Amplitude des abgestrahlten unendlichen Frequenzspektrums im Gebiet der Sollfrequenz, die sich aus der Schiffsplattendicke ergibt, liegt.

Es wurden bisher nur Betrachtungen über die Ultraschallerzeugung auf volumenmagnetostriktiver Grundlage angestellt. — Unter geeigneten Bedingungen läßt sich zweifellos der Volumeneffekt auch für den Nachweis von Ultraschallwellen verwenden. So wäre ein akustisch-elektrischer Wandler vorstellbar, bei dem, analog zur entsprechenden Anwendung des VILLARI-Effektes, die Partikel magnetisch polarisiert werden oder sind. Volumenänderungen bewirken aber, wie schon erwähnt<sup>1</sup>, eine Änderung des Spannungszustandes im Gitter und damit der spontanen Magnetisierung, so daß der Gesamtfluß in der ferromagnetischen Suspension geändert wird. Diesbezügliche Versuche sollen demnächst begonnen werden.

Wenn auch das beschriebene, neue Verfahren zur Ultraschallerzeugung sich noch im Anfangsstadium befindet, so zeichnen sich doch schon klare Wege ab, die zu einem brauchbaren Ultraschallgeber führen, der nicht nur wegen seiner bestechenden Einfachheit und Wirtschaftlichkeit von Bedeutung werden kann, sondern auch weitere Möglichkeiten für die Ultraschalltechnik eröffnet.

### Zusammenfassung.

Es wird eine neue, auf Gedanken von H. H. RUST beruhende Methode zur Ultraschallerzeugung mitgeteilt. Dieses Verfahren, das auf dem Effekt der Volumenmagnetostriktion beruht, scheint einige weitere Möglichkeiten für die Ultraschalltechnik zu eröffnen. Es gestattet die wirtschaftliche Herstellung von Ultraschallgebern, die völlig aperiodisch bis ins Gebiet sehr hoher Frequenzen betrieben werden können. Für die Realisierung eines technischen Ultraschallgebers sind folgende Gesichtspunkte maßgebend. Das zu wählende Ferromagnetikum muß einen großen Volumeneffekt besitzen und aus Gründen niedriger Wirbelstromverluste feinteilig sein. Zwecks Auswahl eines geeigneten Ferromagnetikums wurden handelsübliche ferromagnetische Pulver (2 Carbonyleisensorten, Carbonylnickel,  $\gamma$ -Fe<sub>2</sub>O<sub>3</sub>) untersucht. Eines der beiden Carbonyleisenpulver ergibt einen verhältnismäßig großen Volumeneffekt, so daß es für die versuchsweise Herstellung eines Ultraschallgebers verwendet werden konnte. Dieser Geber besteht aus einem Gefäß, das mit einem Schallfenster versehen ist. Im Gefäß befindet sich eine Feldspule, die von einem dispersen System aus Isolieröl und Carbonyleisen umgeben ist. Zwecks Erhöhung der wirksamen Permeabilität des dispersen Systems wird ein die Adsorption zwischen den Grenzflächenpartnern erhöhender Zusatz eines Dipolträgers zum Dispersionsmittel vorgeschlagen. — Mit Hilfe des Spulenfeldes wird eine Volumenänderung der ferromagnetischen Partikel und damit des dispersen Systems bewirkt, die dann große Werte annimmt, wenn die technische Sättigung im Eisen erreicht ist und Richteffekte der magnetischen Momente innerhalb der WEISSschen Bezirke eintreten. Die Volumenänderungen, die bei niedrigen Feldstärken aus dem Form- und Kristalleffekt resultieren, sind verhältnismäßig klein und können im Rahmen der Ultraschallerzeugung praktisch vernachlässigt werden. Betrachtungen über die Einflüsse, die für das Zustandekommen der Volumenmagnetostriktion von Bedeutung sind, ergeben, daß möglicherweise Legierungen existieren oder gefunden werden können, die einen größeren Volumeneffekt als das verwendete Carbonyleisen besitzen und daß Gitterverzerrungen besonders beachtet werden müssen. — Wegen der verhältnismäßig hohen Feldstärken, die für die Auslösung einer technisch brauchbaren Volumenmagnetostriktion erforderlich sind, scheint die Ultraschall-Impulserzeugung besonders bedeutungsvoll, da durch Kondensatorentladungen mit Leichtigkeit kurzzeitig große Feldstärken verwirklicht werden können. Es wird ein Verfahren zur Herstellung von Impulsen beschrieben und gezeigt, daß die Breite des akustischen Impulses kleiner als diejenige des elektrischen sein muß, weil der Hauptvolumeneffekt erst im Gebiet der technischen Sättigung einsetzt. Das erwähnte, relativ primitive Geber-Versuchsmodell wurde zwecks qualitativer Beurtei-

<sup>1</sup> Steinbergers Experiment Lit. [8].



lung der Ultraschallabstrahlung in Verbindung mit einer Schiffsecholotanlage (Versuchsschiff „Gauß“ des Deutschen Hydrographischen Instituts in Hamburg) erprobt. Die gewonnenen Resultate lassen eindrucksvoll die Brauchbarkeit des neuen Verfahrens erkennen.

Zum Schluß möchte ich noch den Herren G. HAHN, W. SÜDBECK sowie besonders W. SPENGLER für ihre Unterstützung bei der Durchführung der Untersuchungen vielmals danken. Desgleichen spreche ich den Herren Regierungsrat Dipl.-Ing. F. SCHÜLER und Ing. K. H. PORT vom Deutschen Hydrographischen Institut, Hamburg, für ihr liebenswürdiges Entgegenkommen bei der Erprobung eines volumenmagneto-

striktiven Ultraschallgebers meinen verbindlichen Dank aus.

**Literatur.** [1] RUST, H. H.: Dtsch. Patentanm. R 156 (1950). — [2] BECKER, R. u. W. DÖRING: Ferromagnetismus Berlin 1939. — [3] DUNKEN, H., I. FREDENHAGEN u. K. L. WOLF: Kolloid-Z. 95, 186 (1941). — [4] RUST, H. H.: erscheint demnächst im Archiv el. Uebertragung. — [5] HÜTER, T. u. R. POHLMAN: Z. angew. Physik 1, 405 (1949). — [6] LORD RAYLEIGH: The Theorie of Sound, London 1926. — [7] FIRESTONE, F. A. and I. R. FREDERIC: J. acoust. Soc. Am. 18, 200 (1946). — [8] STEINBERGER, R. L.: Physics 4 153 (1933). — [9] RUST, H. H.: Dtsch. Patentanm. p 20 11 (1948). — [10] SACHSE, H.: Z. angew. Physik 1, 473 (1949).

Dr. H. H. RUST,  
Hamburg 39, Andreasstr. 3

## Kennlinienmessungen an Gleichrichterscheiben bei verschiedenem Oberwellengehalt.

Von FRITZ JERRENTUP, Münster.

Mit 7 Textabbildungen.

(Eingegangen am 28. Juni 1950.)

Dem allgemein stärkeren Vordringen der Trockengleichrichter in alle Zweige der Elektrotechnik entspricht ein erhöhtes Interesse an seinen Eigentümlichkeiten. Trotz seines umfangreichen Einsatzes in vielen Zweigen der Elektrotechnik und trotz seines äußerlich einfachen Aufbaues sind viele seiner physikalischen Eigenschaften noch sehr dunkel.

Den Ausgangspunkt zur Beurteilung einer Trockengleichrichterscheibe (kurz Gleichrichterscheibe oder Scheibe genannt) bildet die Zweipolkennlinie, deren Messung bereits erhebliche Schwierigkeiten mit sich bringt, was des öfteren in der Literatur gestreift [1], [2] und besonders in der Monographie von KARL MAIER [3] hervorgehoben ist. Nachfolgend wird eine systematische Untersuchung über verschiedene Methoden der Kennlinienmessung gegeben.

Bezüglich der zeichnerischen Darstellung ist in Anlehnung an die in der Technik übliche Wiedergabe von Belastungskennlinien einer Stromquelle die Sperrspannung der Gleichrichterscheiben in die positive Y-Achse gelegt, weil diese Größe der von einem Gleichrichter abzugebenden Gleichspannung entspricht. Demgemäß gehört der Flußstrom in die positive X-Achse. Bei dieser Darstellung erhalten Sperrstrom und Flußspannung ein negatives Vorzeichen, wie es ihrem Charakter als Verlustgrößen entspricht.

Wegen der allgemein zu beobachtenden zeitlichen Inkonstanz der Meßwerte wurde bei der Kennlinienaufnahme der Prüfling so kurz wie möglich elektrisch beansprucht<sup>1</sup>. Die Kürze der Beanspruchung kann als ausreichend angesehen werden, wenn bei unmittelbarer anschließender Wiederholung (also Nachprüfung) der Kennlinienaufnahme sich keine größeren Abweichungen der Meßpunkte ergeben, als der allgemeinen Streuung (von etwa  $\pm 5\%$ ) entspricht. In diesem Sinne werden die erhaltenen Kennlinien im Folgenden als „reproduzierbar“ bezeichnet. Diese Einschränkung des Begriffes der Reproduzierbarkeit ist notwendig, weil die U-I-Kennlinien zeitliche

Schwankungen aufweisen, deren Verlauf sich über lange Zeiträume (Tage und Monate) erstrecken kann und deren Ursachen noch relativ wenig bekannt sind.

### I. Kennlinienmessungen im Flußgebiet.

#### a) Messung der Flußkennlinie mit oberwellenfreier Gleichspannung.

Benutzt man als Meßstromquelle eine oberwellenfreie Gleichspannungsquelle (z. B. eine Akubatterie gemäß Schaltbild a in Abb. 1, so erhält man die sog. *Vorstromkennlinie*, deren Messung im allgemeinen keine besonderen Schwierigkeiten mit sich bringt, so lange man ein Vielfaches des Nennstromes nicht überschreitet. Etwa oberhalb des 5fachen Nennstromes sind die durch die Erwärmung der Scheibe bedingten Fehler nur noch schwer zu eliminieren; meistens wird dadurch eine Krümmung der Kennlinie vorgetäuscht. Bei Scheiben mit großen Nennströmen (etwa ab 3 A kann der Übergangswiderstand der Einspannvorrichtung zu beträchtlichen Fehlangaben führen, was am einfachsten durch getrennten Spannungsabgriff unmittelbar an der Gleichrichterscheibe verhindert wird.

Unter der *Schwellenspannung*  $U_{SW}$  ist mit BREY (unveröffentlichte Arbeiten der SSW) die aus einer gemessenen Vorstromkennlinie durch rückwärtige Verlängerung des geradlinigen Teiles zur U-Achse gewonnenen Spannung verstanden; es handelt sich hier bei also um einen meßtechnischen Begriff.

Im Gegensatz hierzu ist die *Schleusenspannung* von SCHOTTKY-SPENKE [4] aus theoretischen Erwägungen abgeleitet, und die Übereinstimmung von Schwellenspannung und Schleusenspannung braucht von vorn herein nicht gegeben zu sein. Die von SCHOTTKY-SPENKE definierte „wahre Schleusenspannung“ dürfte im allgemeinen der Schwellenspannung am nächsten sein.

Die von MAIER [3] eingeführte Gegenspannung  $U_g$  ist im wesentlichen mit der oben definierten Schwellenspannung identisch.

Als *Bahnwiderstand* bezeichnet man im allgemeinen den aus dem geradlinigen Teil der Vorstromkennlinie leicht zu ermittelnden Quotienten

$$(U - U_{SW}) : J,$$

<sup>1</sup> An einem vom Verf. 1943 entwickelten Meßplatz konnte auf Grund von Zeigerablesungen die gesamte Kennlinie direkt in ein Koordinatennetz eingetragen werden, wodurch sich die zur Kennlinienaufnahme erforderliche Zeit auf Bruchteile einer Minute senken ließ.



er mit dem theoretisch abgeleiteten Bahnwiderstand  
a wesentlichen identisch ist.

In den Abb. 2, 3 und 7 sind die Flußkennlinien der  
teute im Bundesgebiet Gleichrichterscheiben bauen-  
en Großfirmen AEG,  
AF, SSW wiedergege-  
en, um den Einfluß der  
erschiedenen Faktoren  
uf die Kennlinienform zu  
lustrieren. Verf. war be-  
nützt, solche Scheiben  
uszuwählen, die ein phy-  
ikalischeinigermaßenzu-  
reffendes Bild der heute  
ergestellten Scheiben-  
arten geben. Es dürfte  
ich wohl um normalgute,  
icherlich nicht minder-  
wertige Scheiben handeln.

Abb. 2 gibt die Mes-  
ungen an einer SSW-  
Kupferoxydulscheibe mit  
olgendentechnischen Da-  
en wieder:

Cu<sub>2</sub>O-Scheibe, 40 mm Ø,  
oxydulseitig versilbert.  
SSW-Fabrikation Som-  
mer 1949,  
aktive Fläche 7,7 cm<sup>2</sup>,  
Nennstrom 0,5 bis 1,5 A,  
je nach Kühlung.

Abb. 3 gibt die ent-  
sprechenden Messungen  
an einer SAF-Eisenselen-  
scheibe mit folgenden  
technischen Daten wie-  
der:

Fe-Se-Scheibe

33 × 33 mm,  
mit Mittelloch,  
SAF-Fabrikation

August 1949,  
aktive Fläche 8,0 cm<sup>2</sup>,  
Nennstrom 0,4 A.

Die entsprechenden Messungen an Al-Se-Scheiben  
ergaben im wesentlichen das gleiche Bild. Fluß- und

Al-Se-Scheibe 23 × 23 mm, ohne Mittelloch,  
AEG-Fabrikation Februar 1950,  
aktive Fläche 4,4 cm<sup>2</sup>,  
Nennstrom 0,1 bis 0,2 A, je nach Kühlung.

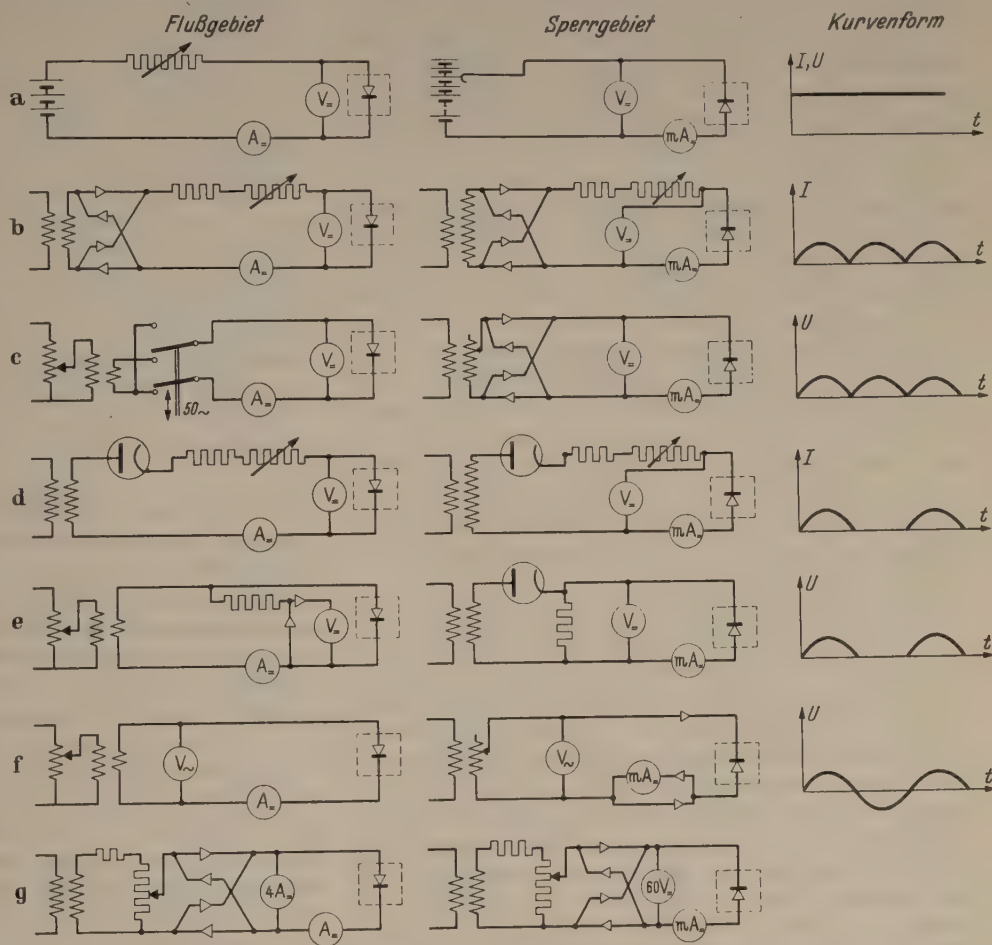


Abb. 1. Meßschaltungen zur Aufnahme von Gleichrichterscheibenkennlinien.

a) mit oberwellenfreier Gleichspannung (Vorstromkennlinie und Rückstromkennlinie); b) mit kommutiertem Sinusstrom; c) mit kommutierter Sinusspannung; d) mit lückendem Sinusstrom; e) mit lückender Sinusspannung; f) mit Wechselspannung (Wechselspannungsfluß- und -sperrkennlinie); g) für Relativvergleiche in Fluß- und Sperrichtung (mit undefinierter Kurvenform).

Diese Scheiben wurden seit der Fabrikation nur zu  
Kennlinienmessungen beansprucht. Aus den Vorstrom-

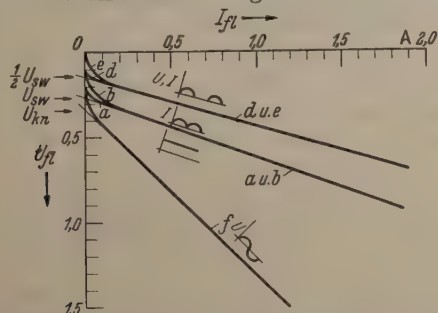


Abb. 2. Flußkennlinien einer Cu<sub>2</sub>O-Gleichrichterscheibe 40 mm Ø, mit Silberschicht, SSW 1949.

a) mit oberwellenfreier Gleichspannung; b) mit kommutiertem Sinusstrom; d) mit lückendem Sinusstrom; e) mit lückender Sinusspannung; f) mit Wechselspannung.

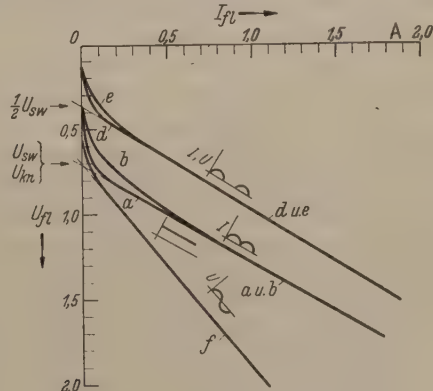


Abb. 3. Flußkennlinien einer Fe-Se-Gleichrichterscheibe, 33 mm □, SAF 1949.

Bedeutung der Kurven a, b, d, e, f wie in Abb. 2.

Sperrkennlinien einer solchen Scheibe sind in Abb. 7,  
Abschn. IIIa (in anderem Zusammenhang), wieder-  
gegeben; es handelt sich dort um eine Scheibe mit  
folgenden technischen Daten:

kennlinien (Kurven a) läßt sich die Schwellenspannung  
 $U_{SW}$  und der Bahnwiderstand  $R_B$  bzw. der spezifische  
Bahnwiderstand  $R_B \cdot F$  entnehmen; diese Werte sind  
in die Übersichtstabelle am Schluß eingetragen.



Bei älteren graphitierten  $\text{Cu}_2\text{O}$ -Scheiben wurde beobachtet, daß die Vorstromkennlinien keinen geradlinigen Verlauf in der in den Abb. 2, 3 und 7 angegebenen Deutlichkeit annehmen wollen. Aus der gesammelten Meßfahung muß vermutet werden, daß hierfür nicht nur thermische Effekte verantwortlich sind [6]. In diesem Zusammenhang ist auffallend, daß die meisten vor 1944 veröffentlichten Vorstromkennlinien von  $\text{Cu}_2\text{O}$ -Scheiben im gesamten Flußgebiet eine leichte Krümmung zeigen [2], [7], [8], [9].

Bei älteren Se-Scheiben wurde gelegentlich ein eigentümliches zeitliches Schwanken der Flußspannung (bei konstantem Vorstrom) beobachtet, das in seinem Verhalten sehr an das im Abschnitt II zu besprechende Rückstromkriechen erinnert und vermutlich aus gleichen Ursachen wie dieses erwächst. Ein Temperatureffekt ist unwahrscheinlich, weil die Flußspannung bei vielen Scheiben fallende Tendenz zeigt, was dem sonstigen Temperaturverhalten der Halbleiter widerspricht. Im Gegensatz dazu wurde an einer hochsperrenden Fe-Se-Scheibe (vermutlich SAF-Fabrikation 1940, die Scheiben sind durch Messingkappen gegen aggressive Gase geschützt) bei jedem Meßpunkt oberhalb 0,1 A ein geringes Steigen der Flußspannung beobachtet.

*b) Messung der Flußkennlinie mit kommutiertem Sinusstrom.*

Wählt man als Meßstromquelle an Stelle der Akkubatterie einen Gleichrichter in Einphasen-Graetzschaltung gemäß Schema *b* in Abb. 1, wobei der Vorwiderstand des Stromkreises groß sein muß im Vergleich zum Flußwiderstand der Scheibe, so erhält man die Flußkennlinie mit kommutiertem Sinusstrom, die durch die Kurven *b* in Abb. 2 und 3 wiedergegeben sind (Messung nur mit Drehspulinstrument!). Bei Strömen oberhalb des Nennstromes fallen beide Kennlinien in etwa zusammen, aber im Bereich der größten Kurvenkrümmung sind die Abweichungen von den Kurven *a* beträchtlich. Interessant ist, daß bei den  $\text{Cu}_2\text{O}$ -Scheiben sich die Abweichungen nur über einen kleineren Strombereich erstrecken als bei den Se-Scheiben. Im allgemeinen wird man der Vorstromkennlinie den Vorzug geben, weil diese eine genauere Ermittlung der Schwellenspannung und des Bahnwiderstandes ermöglicht.

*c) Messung der Flußkennlinie mit kommutierter Sinusspannung.*

Diese Kennlinie ließe sich aufnehmen, wenn man gemäß Schaltbild *c* in Abb. 1 als Meßstromquelle einen mechanischen Gleichrichter verwenden würde, wobei die Summe aller im Stromkreis liegenden Widerstände klein sein muß im Vergleich zum Widerstand des Prüflings. Diesbezügl. Kennlinienmessungen sind wegen des unverhältnismäßig großen meßtechnischen Aufwandes ungebräuchlich; es wurde daher auf eine eingehendere Untersuchung verzichtet.

*d) Messung der Flußkennlinie mit lückendem Sinusstrom.*

Wählt man als Meßstromquelle einen (rückstromfreien!) Einweggleichrichter gemäß Schaltung *d* in Abb. 1 (Vorwiderstand groß gegen Prüflingswiderstand), so erhält man die Flußkennlinie mit lücken-

dem Sinusstrom, die durch die Kurven *d* in Abb. 2 und 3 wiedergegeben sind. Aus diesen Kurven läßt sich ungefähr mit der gleichen Genauigkeit wie bei der Vorstromkennlinie eine rückwärtige Verlängerung des geradlinigen Teiles zur *U*-Achse durchführen; dabei erhält man ziemlich genau bei allen Scheiben den Wert  $U_{\text{SW}}: 2$ .

Diese Flußkennlinie ist zur physikalischen Beurteilung der Scheiben von geringerer Bedeutung, in technischer Hinsicht jedoch ist sie die einzige, die den Verhältnissen der Scheibe im praktischen Betrieb (Ohmsche Last) am nächsten kommt, und somit dürfte sie zur technischen Beurteilung des Flußgebietes besonders geeignet sein. Daß man sie in der Praxis weniger verwendet, liegt z. T. an dem größeren meßtechnischen Aufwand im Vergleich zur Vorstromkennlinie. Der Vergleich der Kurven *a* und *d* zeigt indes, daß man auch zur technischen Beurteilung die Vorstromkurve verwenden kann, da sie der Kennlinie mit lückendem Sinusstrom annähernd parallel läuft.

*e) Messung der Flußkennlinie mit lückender Sinusspannung.*

Eine Beanspruchung des Prüflings mit lückender Sinusspannung in Flußrichtung erhält man am einfachsten durch eine Schaltung nach Abb. 1 *e*, in welcher der Prüfling selbst als Gleichrichter fungiert. Der sekundäre Stromkreis muß niederohmig sein, durch die Hilfsventile (Meßgleichrichter) wird dafür gesorgt, daß nur die Flußspannungshalbwelle in die Spannungsmessung eingeht. Die in dieser Schaltung gemessenen Kurven *e* in Abb. 2 und 3 lassen den Knick der Flußkennlinie am schlechtesten erkennen; die notwendigen Hilfsventile können jedoch erhebliche Fehler bedingen, so daß zur technischen oder physikalischen Beurteilung einer Scheibe diese Kennlinie wenig geeignet ist.

*f) Messung der Flußkennlinie mit Wechselspannung.*

Schon im Falle *e* wurde an den Prüfling eine Wechselspannung gelegt, die jedoch in die Messung nicht eingeht. Es hat sich eingebürgert, auch den Zusammenhang zwischen der am Prüfling liegenden (effektiven) Wechselspannung und dem durch den Prüfling fließenden Gleichstromes (Mittelwert) zur Beurteilung der Scheiben zu benutzen [10]. Diese als „Wechselspannungsflußkennlinie“ zu bezeichnende Kurve hat den Vorzug, daß man aus ihr in erster Näherung unmittelbar die Wechselspannungserhöhung ablesen kann, die erforderlich ist, um die bei gegebenem Gleichstrommittelwert auftretenden Flußverluste zu decken. Sie verläuft etwa vom Nennwert an geradlinig, so daß man eine rückwärtige geradlinige Verlängerung bis zur *U*-Achse mit einiger Genauigkeit durchführen kann. Die auf diese Weise erhaltene Spannung wird von BRUNKE als „Knickspannung“ bezeichnet; der Zusammenhang mit der Schwellenspannung dürfte wegen des verschiedenartigen Reagierens der Scheiben auf unterschiedliche Oberwellengehalte nicht ohne weiteres durchsichtig sein; bei den durchgeführten Untersuchungen war es auffallend, daß die Knickspannung bei den Se-Scheiben nur wenig von der (aus der Vorstromkurve ermittelten) Schwellenspannung abwich, dagegen bei den  $\text{Cu}_2\text{O}$ -Scheiben erheblich höher lag.



## II. Kennlinienmessungen im Sperrgebiet.

Messungen im Sperrgebiet werden bekanntlich durch die Instabilität des Sperrstromes sehr erschwert. In der diesbezügl. Literatur ist meistens nur von den Schwankungserscheinungen an Se-Gleichrichtern die Rede, die oft dadurch umgangen werden, daß vor Beginn der Kennlinienmessung eine bestimmte Zeit die max. zulässige Sperrspannung an die Scheibe gelegt wird (vgl. hierzu [1]). Kupferoxydulsperrenlinien sind dagegen häufiger veröffentlicht, wobei über die Maßnahmen zur Unterdrückung von Schwankungserscheinungen nichts gesagt ist, so daß der Eindruck entsteht, als ob  $\text{Cu}_2\text{O}$ -Scheiben an sich stabiler wären. Nach den hier durchgeführten Untersuchungen sind die zeitlichen Schwankungen des Sperrstromes bei beiden Gleichrichterarten etwa gleich groß, abgesehen von Einschaltspitzen bei längere Zeit gelagerten Se-Scheiben. Diese werden durch eine Vorbeanspruchung vor Beginn der Messung vermieden.

Die nachfolgend wiedergegebenen Sperrkennlinien wurden dadurch gewonnen, daß der Prüfling mit einem konstanten Sollwert beansprucht wurde und zwar eine so lange Zeit, als zur Ablesung des zugehörigen Ordinatenwertes an einem Drehspulzeigerinstrument erforderlich war. Es zeigte sich, daß diese zunächst sehr subjektive Festsetzung relativ gut reproduzierbare Kennlinien (im oben angegebenen Sinne) ermöglichte und die unter verschiedenen Bedingungen sich ergebenden Abweichungen der Kennlinien untereinander sehr gut erkennen ließ.

### a) Messung der Sperrkennlinie mit oberwellenfreier Gleichspannung.

Legt man an eine Gleichrichterscheibe gemäß Schaltung *a* in Abb. 1 verschiedene Gleichspannungen, so erhält man die sog. Rückstromkennlinie, die einige erwähnenswerte Eigentümlichkeiten aufweist.

Die Meßergebnisse an einer Kupferoxydulscheibe (mit den unter I angegebenen techn. Daten) sind in Abb. 4 (Kurve *a*) wiedergegeben. Bis zu etwa 8 V

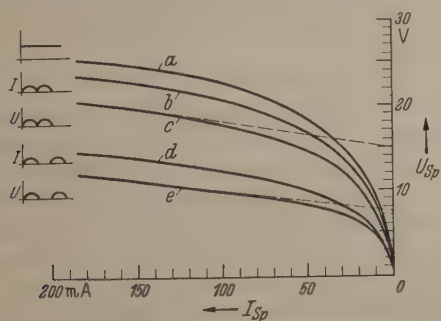


Abb. 4. Sperrkennlinien der  $\text{Cu}_2\text{O}$ -Scheibe von Abb. 2.

*a* mit oberwellenfreier Gleichspannung; *b* mit kommutiertem Sinusstrom; *c* mit kommutierter Sinusspannung; *d* mit lückendem Sinusstrom; *e* mit lückender Sinusspannung.

waren die Kurvenpunkte leicht zu messen, wenn die angelegte Spannung (von 2 V an aufwärts) stufenweise erhöht wurde. Bei höheren Spannungen jedoch stieg der Rückstrom an, wenn die elektr. Beanspruchung länger als schätzungsweise 0,5 sec je Meßpunkt dauerte, und zwar bis zu einem etwa 10 bis 30% höheren für längere Zeit (Minuten) konstanten Wert. Wenn die Spannungsstufen dicht aufeinander folgten, war der Anstieg kleiner; oft wurde beobachtet, daß er in diesem Falle in der Gegend von etwa 18 V

überhaupt nicht mehr in Erscheinung trat trotz einer Beanspruchungsdauer bis zu etwa 5 sec je Meßpunkt. Oberhalb dieses „Bereiches geringster Kriechtendenz“ setzte ein mit steigender Spannung stärker werdendes Ansteigen des Rückstromes ein, das im wesentlichen als Temperatureinwirkung zu deuten ist.

Die entsprechenden Meßergebnisse an einer Eisenselscheibe (mit den unter I a angegebenen technischen Daten) gibt Abb. 5 (Kurve *a*) wieder. Bis zu

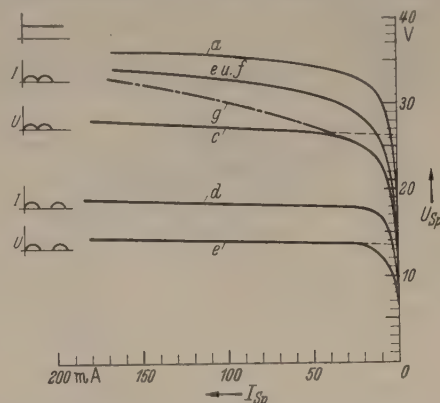


Abb. 5. Sperrkennlinien der Fe-Se-Scheibe von Abb. 3.

Bedeutung der Kurven *a*, *b*, *c*, *d*, *e* wie in Abb. 4 (die Kurve *b* wurde versehentlich mit *e* und *f* bezeichnet); *g*) Sperrkennlinie mit undefinierter Kurvenform gemäß Schaltung *g* in Abb. 1.

Spannungen von etwa 10 V störte das Rückstromkriechen die Messung nicht; zwischen etwa 12 und 25 V dagegen trat — im Gegensatz zur  $\text{Cu}_2\text{O}$ -Scheibe — nach kurze Zeit (schätzungsweise 0,5 sec) konstantem Wert ein Fallen des Rückstromes ein auf einen etwa 10 bis 20% tieferen für längere Zeit (Minuten) konstanten Wert. Wenn dagegen vor Aufnahme eines Meßpunktes eine höhere Spannung angelegt worden war, so erfolgte nach kurzem konstanten Erstwert ein geringer Anstieg (5 bis 10%) des Rückstromes. In der Gegend von 27 V waren durchweg einige Meßpunkte ohne Kriechtendenz zu beobachten. Oberhalb dieser Spannung verhielt sich die Se-Scheibe im wesentlichen so wie die  $\text{Cu}_2\text{O}$ -Scheibe; wenn die Beanspruchung aber auf lange Zeit (bis zu Stunden) ausgedehnt wird, so tritt beim  $\text{Cu}_2\text{O}$  regelmäßig eine Zerstörung der Scheibe (durch Übertemperatur) ein, während bei den Se-Scheiben nach Erreichen einer bestimmten (etwa bei 100° liegenden) Temperatur ein Formiervorgang einsetzt, der ein Sinken des Rückstromes und damit schließlich wieder eine Abkühlung der Scheibe zur Folge hat.

Die untersuchten Al-Se-Scheiben verhielten sich hinsichtlich des Rückstromkriechens genau so wie die Eisenselscheiben, so daß sich eine Wiedergabe dieser Messungen erübrigt.

Die Größe der Rückstromschwankungen ist bei einzelnen Scheiben (der gleichen Fabrikationsserie) sehr verschieden. Bei den in Abb. 4 und 5 angegebenen Prüflingen waren sie relativ gering. Um ein Bild von der Größe der oft zu beobachtenden Rückstromschwankungen zu geben, ist in Abb. 6 die Rückstromkennlinie einer alten Al-Se-Scheibe mit folgenden technischen Daten wiedergegeben:

Al-Se-Scheibe 45 mm Ø,  
Herkunft unbekannt, aus einer Säule entnommen,  
die das Datum 1938 trug,  
aktive Fläche 11,2 cm<sup>2</sup>,  
Nennstrom unbekannt.



Die Scheibe wurde in den letzten 2 Jahren bis zu den wiedergegebenen Messungen elektrisch nicht beansprucht (kein Nachformieren!).

Diese Scheibe wurde deshalb als Beispiel gewählt, um die gelegentlich in Fachkreisen geäußerte Vermutung zu widerlegen, daß bei weitgehend gealterten Scheiben die Rückstromschwankungen geringer wären. (Nach unten folgenden Messungen könnte diese Vermutung für Sperrkennlinien mit kommutierter Sinusspannung zutreffen.)

Die schraffierten Bereiche in Abb. 6 geben an, welche Bereiche vom Rückstromzeiger überstrichen

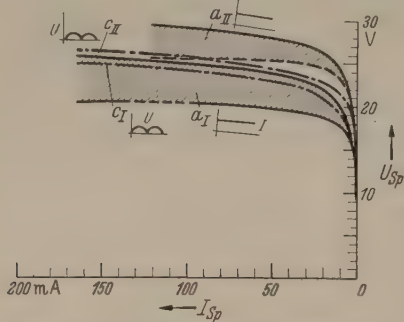


Abb. 6. Sperrkennlinien einer alten Al-Se-Scheibe 45 mm Ø (1938). *a* Schwankungsbereich der Rückstrommessungen; *c* Sperrkennlinien mit kommutierter Sinusspannung. Index *I* bezieht sich auf die erste Messung am 25. 3. 50; Index *II* auf eine Kontrollmessung am 31. 3. 50.

wurden, wenn eine konstante Gleichspannung an den Prüfling angelegt wurde; die obere Begrenzungslinie war durch den beim Einschalten erkennbaren Erstwert gegeben, während die untere Begrenzung durch die kurz danach erreichte Zeigerstellung gegeben ist, in welcher eine Ablesung einigermaßen möglich war. Bei dieser Scheibe war es besonders auffallend, daß unterhalb des Kennlinienknies überhaupt kein Rückstromkriechen die Messung störte, was wahrscheinlich mit der großen Alterung der Scheibe zusammenhängt. Aus der Vorstromkennlinie, deren Kennwerte in der Übersichtstabelle enthalten sind, ergab sich eine sehr große Flußalterung mit einem spezifischen Bahnwiderstand von  $22 \Omega/\text{cm}^2$ .

Auch an fabrikneuen Scheiben (und zwar sowohl  $\text{Cu}_2\text{O}$  als auch Se) wurden ähnlich große Schwankungsbereiche immer wieder beobachtet, und zwar an einigen Scheiben mehr, an anderen weniger. Nach vorangegangener mehrfacher Kennlinienaufnahme (oder nach vorangegangener längerer elektr. Beanspruchung) wird die Schwankungsbreite kleiner. Interessant ist, daß bei den über lange Lagerungszeiträume (Wochen) sich erstreckenden Verschiebungen der Sperrkennlinie die Schwankungsbreite erhalten zu bleiben scheint, wie Abb. 6 zeigt: der untere Schwankungsbereich wurde bei der ersten Messung festgestellt, während der obere sich bei einer Kontrollmessung eine Woche später ergab. Die während der Lagerzeit erfolgte Verschiebung von der Lage I in die Lage II ist vermutlich eine Folge der elektrischen Beanspruchung durch die erste Messung. (Die strichpunktierten Kennlinien *c* der Abb. 6 beziehen sich auf Angaben im unten folgenden Unterabschnitt c.)

#### b) Messung der Sperrkennlinie mit kommutiertem Sinusstrom.

Um gemäß Schaltung *b* in Abb. 1 einen sinusförmigen Strom in Sperrichtung durch eine Gleich-

richterscheibe zu erzwingen, muß man die (Leerlauf-) Spannung der Meßstromquelle hinreichend hoch wählen, (mehrere 100 V) damit der Vorwiderstand groß gegen den Sperrwiderstand des Prüflings ist. Die Messung läßt sich leicht reproduzieren; insbesondere treten die Schwankungseffekte nur schwach (oder gar nicht) in Erscheinung. Die Kurven *b* in den Abb. 4 und 5 geben das Meßergebnis wieder<sup>1</sup>; die Abweichung von der Rückstromkennlinie ist relativ gering, der Hauptunterschied liegt im Ausbleiben der Schwankungen.

#### c) Messung der Sperrkennlinie mit kommutierter Sinusspannung.

Im Gegensatz zum Flußgebiet kann man jetzt ohne mechanischen Gleichrichter auskommen, da die Sperrwiderstände des Prüflings so groß sind, daß die bei Verwendung eines Trockengleichrichters vorgeschalteten Widerstände vernachlässigbar sind. Die in Abb. 4 und 5 wiedergegebenen Kennlinien mit kommutierter Sinusspannung (Kurven *c*) wurden gemäß Schaltung *c* in Abb. 1 aufgenommen.

Bei den untersuchten  $\text{Cu}_2\text{O}$ -Scheiben war das Schwanken des Sperrstromes ähnlich dem des Rückstromes, jedoch allgemein (also auch bei Scheiben mit großen Rückstromschwankungen) schwächer ausgeprägt. Der Bereich der geringsten Sperrstromschwankungen lag bei etwa 14 V. Die Sperrkennlinie verläuft oberhalb etwa 100 mA angenähert geradlinig, so daß man (mit einiger Unsicherheit) eine rückwärtige Verlängerung des geradlinigen Teiles zur U-Achse vornehmen kann, wobei man auf eine Spannung von etwa 15 V kommt (Kurve *c* in Abb. 4).

Bei der untersuchten Se-Scheibe war die Abweichung vom meßtechnischen Verhalten des Rückstromes ausgeprägter. Unterhalb 20 V war überhaupt kein Sperrstromschwanken bei Beanspruchungen bis zu mindestens 3 sec je Meßpunkt erkennbar. Erst bei höheren Spannungen setzte nach kurzem Erstwert (bis zu etwa 1 sec) ein Ansteigen bis zu einem Maximum ein, und selbst bei Spannung von 30 V war der Erstwert noch erkennbar (er betrug etwa 350 mA).

Bei der mituntersuchten in (Abschn. IIa erwähnten) alten Al-Se-Scheibe war der Unterschied zwischen dem Rückstromverhalten und dem Sperrstromverhalten bei kommutierter Sinusspannung besonders deutlich ausgeprägt. Zur Illustration dieser Tatsache ist in Abb. 6 die Sperrkennlinie bei kommutierter Sinusspannung strichpunktiert mit eingetragen; bei Sperrströmen bis zu 200 mA war bei einer Beanspruchung bis zu etwa 2 sec je Meßpunkt noch kein störendes Sperrstromkriechen vorhanden. Interessant ist auch die Tatsache, daß bei der zweiten Messung, bei welcher der Rückstromschwankungsbereich erheblich nach oben verschoben war, die Sperrkennlinie mit kommutierter Sinusspannung sich nur um sehr wenig nach oben verschoben hatte.

Der Vergleich der Messungen mit oberwellenfreier Sperrspannung und mit kommutierter Sinusspannung läßt die Vermutung aufkommen, daß für das Auftreten der Rückstromschwankungen eine gewisse Zeit benötigt wird, ehe sie sich ausbilden können. Diese Zeit

<sup>1</sup> In Abb. 5 ist diese Kurve versehentlich mit *e* und *f* bezeichnet.



gt unter der durch die technische Frequenz von 50 Hz sich ergebenden Größe von 0,01 sec. Andererseitsige Messungen am Se [11] und Untersuchungen von F. BRUNKE (AEG) legen die Vermutung nahe, daß es sich dabei um materielle Umlagerungen im Inneren oder an der Oberfläche des Se handelt. Auch die Veränderung des Schwankungscharakters durch eine vorausgegangene höhere Beanspruchung läßt sich mit dieser Vermutung in Einklang bringen [2].

Es muß in diesem Zusammenhang noch erwähnt werden, daß nicht bei allen Scheiben der (an sich zu erwartende) Unterschied der Sperrkennlinie mit kommutiertem Sinusstrom und mit kommutierter Sinusspannung so deutlich ausgeprägt war wie in den Abb. 4 und 5 wiedergegeben. Beispielsweise zeigte eine alte Fe-Se-Scheibe (mit dem Aufdruck P 36/1947) zwischen diesen beiden Sperrkennlinien keinen größeren Unterschied als etwa 10%. Interessant ist auch, daß bei einigen Scheiben die Sperrkennlinie mit kommutierter Sinusspannung schwerer reproduzierbar (im oben angegebenen Sinne) war als die mit kommutiertem Sinusstrom.

#### d) Messung der Sperrkennlinie mit lückendem Sinusstrom.

Diese Kennlinie erhält man nach Schaltung d in Abb. 1, wenn man die Speisespannung hoch genug (einige 100 V) und den Widerstand groß genug wählt. (Der Einweggleichrichter muß natürlich praktisch rückstromfrei sein). Die erhaltenen in Abb. 4 und 5 wiedergegebenen Kennlinien d verlaufen denen mit kommutiertem Sinusstrom ähnlich und liegen, wie zu erwarten, entsprechend tiefer. Eine besondere Bedeutung dürfte ihnen kaum zukommen.

#### e) Messung der Sperrkennlinie mit lückender Sinusspannung.

Im Gegensatz zum Flußgebiet kann man hier eine durch einen rückstromfreien Einweggleichrichter erzeugte lückende Sinusspannung an den Prüfling anlegen (gemäß Schaltung e in Abb. 1) und in der üblichen Weise die Kennlinienpunkte bestimmen.

Bei den untersuchten  $\text{Cu}_2\text{O}$ -Scheiben wurden besondere meßtechnische Eigentümlichkeiten gegenüber der kommutierten Sinusspannung nicht beobachtet; es erscheint aber bemerkenswert, daß bei dieser Kennlinie das sonst bei  $\text{Cu}_2\text{O}$ -Scheiben nicht deutlich ausgeprägte „Kennlinienknie“ mit verhältnismäßig großer Deutlichkeit in Erscheinung tritt und daß oberhalb dieses Knies die Kennlinie praktisch geradlinig verläuft. Man kann bei dieser Sperrkennlinie am genauesten die „Sperrknickspannung“ konstruieren; man erhält etwa 7 V.

Bei den untersuchten Se-Scheiben war unterhalb des Kennlinienknies (das bei Se-Scheiben bei allen Sperrkennlinien deutlich in Erscheinung tritt) das Sperrstromkriechen — wenn die betr. Scheibe überhaupt dazu neigte — am schwächsten ausgeprägt. Beachtlich erscheint die Tatsache, daß bei keiner Scheibe ein Ansteigen des Sperrstromes in diesem Bereich beobachtet wurde. Während unterhalb des Kennlinienknies kleine Einschaltspitzen die einzige Art der beobachteten Sperrstromschwankung war, wurde oberhalb des Knies vor dem Auftreten der

Einschaltspitze ein konstanter Erstwert festgestellt, der selbst bei Sperrströmen von 1000 mA (bei 26 V) noch einwandfrei erkennbar war. Die Sperrknickspannung läßt sich aus dieser Kennlinie am genauesten konstruieren (14 V).

Erwähnenswert scheint noch die Beobachtung, daß die in langen Lagerungszeiträumen (Monaten) auftretenden Verschiebungen von Sperrkennlinien bei dieser Kennlinie am geringsten waren.

Die besondere Bedeutung der Sperrkennlinie mit lückender Sinusspannung dürfte im wesentlichen darin liegen, daß sie als Ausgangspunkt zur technischen Beurteilung der Scheiben die besten Werte liefert und zwar aus dreifachen Gründen: 1. wegen der relativ guten zeitlichen Konstanz; 2. wegen der relativ genauen Konstruierbarkeit der Sperrknickspannung und 3. weil bei dieser Kennlinie die Beanspruchung des Prüflings der im praktischen Betrieb vorliegenden sehr nahe kommt. Der hier eingeführte Begriff der Sperrknickspannung (in Analogie zur Flußknickspannung nach BRUNKE) enthält eine bis jetzt noch nicht ausgenutzte Möglichkeit zu einer sinnvollen zahlenmäßigen Festlegung der „technischen Sperrfähigkeit“ einer Gleichrichterscheibe. Die in der Schlußtafel eingetragenen Werte der Sperrknickspannung lassen erkennen, daß sich ungefähr die empirisch festgelegten zulässigen Gleichspannungsnennwerte ergeben. Bei allen untersuchten Scheiben war die aus der Sperrkennlinie mit kommutierter Sinusspannung gewonnene Knickspannung etwa doppelt so groß als die hier erwähnten Werte, auch dann, wenn das meßtechnische Verhalten der Sperrkennlinie mit lückender und mit kommutierter Sinusspannung sonst sehr verschieden war.

#### f) Messung der Sperrkennlinie mit Wechselspannung.

Bei der fabrikationsmäßigen Prüfung der Scheiben ist man vielfach dazu übergegangen, die an einem Scheibenpaar gegensinnig in Reihe geschalteter Scheiben liegende Wechselspannung mit dem durch eine Scheibe fließenden Sperrstrom in Beziehung zu setzen, was nach Abb. 1f durchgeführt werden kann. Sämtliche in der Schaltung angegebenen Ventile sind Gleichrichterscheiben, also nicht rückstromfrei (im Gegensatz zu den Messungen b bis e). Die mit dieser Schaltung erhaltenen Wechselspannungssperrkennlinien fielen in den Bereich zwischen der Kennlinie mit kommutiertem Sinusstrom (Kurve b) und der mit kommutierter Sinusspannung (Kurve c) und sind, um die Übersichtlichkeit der Sperrkennlinien nicht zu stören, in den Abbildungen 4 und 5 nicht mehr eingetragen.

Für die Wechselspannungssperrkennlinie hat sich stellenweise die Bezeichnung Leerlaufstromkennlinie eingebürgert, was jedoch streng nicht zutreffend ist, da bei der (vierpoltheoretischen) Leerlaufstromkennlinie die Eingangswechselspannung mit dem Eingangswechselstrom (beides Effektivwerte) in Beziehung gesetzt werden. Eine Nachprüfung ergab, daß die mit Effektivwertinstrumenten ermittelte Leerlaufstromkennlinie eines Scheibenpaares unterhalb der in Abb. 4 und 5 angegebenen Kennlinie c, also sicher auch unterhalb der nicht eingezeichneten Kennlinie f liegt und daß das Kennlinienknie nicht so deutlich ausgeprägt ist.



### III. Übergänge zwischen den verschiedenen Kennlinienformen.

#### a) Übergang von oberwellenfreier zu oberwellenbehafteter Beanspruchung im Flußgebiet.

Schaltet man bei der Aufnahme der Flußkennlinie gemäß Schaltung *d* (lückender Sinusstrom) einen Kondensator parallel zum Prüfling, so ist bei kleinen

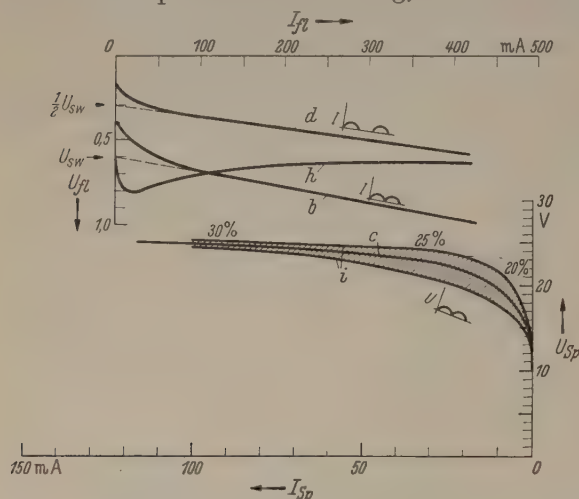


Abb. 7. Fluß- und Sperrkennlinien einer Al-Se-Scheibe 23 mm  $\square$  ohne Mittelloch, AEG 1950.

*b* Flußkennlinie mit kommutiertem Sinusstrom; *d* Flußkennlinie mit lückendem Sinusstrom; *h* Flußkennlinie gemäß *d*, jedoch mit Parallelkondensator von  $2 \mu\text{F}$ ; *c* Sperrkennlinie mit kommutierter Sinusspannung; *i* Schwankungsbereich der Sperrkennlinien gemäß *c*, jedoch mit Parallelkondensator  $2 \mu\text{F}$ . (Die Zahlen geben die Welligkeit der angelegten Spannung an.)

Flußströmen eine beträchtliche g'ättende Wirkung des Kondensators zu erwarten, während bei großen Flußströmen sich die Kennlinie der für lückenden Sinusstrom geltenden Form angleichen muß. Das Verhältnis von Vorwiderstand, Kondensatorkapazität und Scheibenwiderstand ist von wesentlichem Einfluß auf die Kennlinienform. Als Beispiel für eine mögliche Fluß-

kennlinienform ist in Abb. 7 außer der Flußkennlinie mit kommutiertem (Kurve *b*) und lückendem (Kurve *d*) Sinusstrom die nach Schaltung *d* mit Parallelkondensator gewonnene Kennlinie wiedergegeben, und zwar aufgenommen an der in Abschn. Ia erwähnten Al-Se-Scheibe  $23 \times 23 \text{ mm}$ . Man kann durch geeignete Abstimmung der im Meßkreis liegenden Widerstände erreichen, daß in einem weiten Strombereich die Gleichspannung (Mittelwert) praktisch konstant bleibt<sup>1</sup>.

#### b) Übergang von oberwellenfreier zu oberwellenbehafteter Beanspruchung im Sperrgebiet.

Versucht man, im Sperrgebiet etwa bei der Schaltung *c* (kommutierte Sinusspannung) durch einen zum Prüfling parallel liegenden Kondensator den Oberwellengehalt zu mindern, so wird folgendes zunächst rätselhaft erscheinende Phänomen beobachtet:

Bis zum Kennlinienknie ist reproduzierbares Messen möglich; oberhalb setzt starkes Rückstromkriechen ein, das ein weiteres Messen illusorisch zu machen scheint. Setzt man dessen ungeachtet das Messen zu noch höheren Beanspruchungen fort, so werden die Schwankungen wieder geringer und die Kennlinie läßt sich wieder einigermaßen reproduzieren. Eine diesbezügliche Messung an der eben erwähnten Al-Se-Scheibe ist in Abb. 7 wieder gegeben. Der Bereich, der beim Anlegen der Sperrspannung vom Rückstromzeiger überstrichen wurde, ist durch Schraffur gekennzeichnet. Durch Zahlen ist der Oberwellengehalt (Welligkeit) hinzugefügt; man kann daraus entnehmen, daß bis zu etwa 20% Welligkeit das Rückstromschwanken noch deutlich erkennbar ist, daß aber bei 30% Welligkeit eine Behinderung der Rückstromschwankungen deutlich in Erscheinung tritt.

Zum Vergleich ist auch die Sperrkennlinie mit kommutierter Sinusspannung (ohne Kondensator, Welligkeit 43%) eingetragen (Kurve *c*), bei welcher kein störendes Sperrstromkriechen vorhanden war.

#### c) Übergang von kommutierter Sinusspannung zu kommutiertem Sinusstrom.

Bei Scheiben mit scharf ausgeprägtem Knie (Se-Scheiben) ist große Vorsicht beim Überschreiten des Kennlinienknies erforderlich, um den Sperrstrommesser nicht durch Überlast zu gefährden. Dieser besonders bei der Durchmessung großer Stückzahlen ins Gewicht fallende Nachteil kann in einfacher Weise dadurch erheblich gemindert werden, daß man die kommutierte Sinusspannung nicht von einem Trafo unmittelbar bezieht, sondern über einen Spannungsteiler entnimmt.

<sup>1</sup> Mit einer Fe-Se-Scheibe  $112 \text{ mm } \varnothing$  wurde eine konstante Gleichspannung von 0,9 V bei einem zwischen 0,4 und 4 A schwankenden Flußstrom erzielt.

Tabelle 1. Kennwerte verschiedener Gleichrichterscheiben (aus der Vorstromkennlinie bzw. Sperrkennlinie mit lückender Sinusspannung entnommen.)

A. Kupferoxydulscheiben.			
	40 mm $\varnothing$ mit Silberschicht SSW 1949	40 mm $\varnothing$ mit Graphitschicht SSW 1944	81 $\times$ 300 mm mit Zinkschicht SSW 1947
Schwellenspannung $U_{SW}$	0,28 V	etwa 0,6 V	0,20 V
Bahnwiderstand $R_B$	0,36 $\Omega$	1,2 $\Omega$	0,014 $\Omega$
spez. Bahnwiderstand $R_B \cdot F$	2,8 $\Omega/\text{cm}^2$	etwa 10 $\Omega/\text{cm}^2$	5,9 $\Omega/\text{cm}^2$
Sperrknickspannung $U_{spkn}$	etwa 7 V	etwa 8 V	etwa 7 V
B. Eisenselscheiben.			
	33 $\times$ 33 mm mit Mittelloch SAF 1949	45 mm $\varnothing$ „P 36“ SAF 1947	45 mm $\varnothing$ Messingschutzkappen etwa 1940
Schwellenspannung $U_{SW}$	0,7 V	0,7 V	etwa 1,4 V
Bahnwiderstand $R_B$	0,57 $\Omega$	0,95 $\Omega$	8,5 $\Omega$
spez. Bahnwiderstand $R_B \cdot F$	4,5 $\Omega/\text{cm}^2$	10 $\Omega/\text{cm}^2$	90 $\Omega/\text{cm}^2$
Sperrknickspannung $U_{spkn}$	14 V	etwa 10 V	etwa 25 V
C. Aluminiumselscheiben.			
	23 $\times$ 23 mm ohne Mittelloch AEG 1950	45 mm $\varnothing$ 1938	100 $\times$ 300 mm 2 Bolzenlöcher AEG 1947
Schwellenspannung $U_{SW}$	0,6 V	2,2 V	0,55 V
Bahnwiderstand $R_B$	0,9 $\Omega$	2,0 $\Omega$	0,032 $\Omega$
spez. Bahnwiderstand $R_B \cdot F$	4,0 $\Omega/\text{cm}^2$	22 $\Omega/\text{cm}^2$	9 $\Omega/\text{cm}^2$
Sperrknickspannung $U_{spkn}$	12 V	11 V	12 V



maß Schaltung  $g$  in Abb. 1, dessen Zweige so messen sind, daß sein Widerstand unterhalb des Kennlinienknie klein ist gegenüber dem Widerstand des Prüflings, oberhalb dagegen größer als dieser. Diese Bedingung ist leicht zu erfüllen, da der Widerstand des Prüflings in der Gegend des Kennlinienknie um 1 (oder auch 2) Zehnerpotenzen fällt. Auf diese Weise wurde die in Abb. 5 strichpunktierte Kennlinie  $g$  ermittelt. Erwähnenswert ist, daß von den Kennlinienarten hier die Reproduzierbarkeit die beste war, was z. T. dadurch bedingt sein dürfte, daß sich hierbei die Vorzüge der Messung mit konstanten angelegten Spannungen und mit konstanten erzwungenen Strömen miteinander vereinigen. Für relativvergleiche ist daher diese Kennlinie besonders gut geeignet, zumal der apparative Aufwand und die Meßtechnischen Manipulationen hierbei auf ein Minimum reduziert sind. Dazu kommt der weitere Vorteil, daß die gleiche Apparatur ohne Umänderung auch für die Aufnahme der Flußkennlinien verwendet werden kann, wobei lediglich der Prüfling umzupolen und evtl. die Meßbereiche der Instrumente umzuschalten sind.

#### Zusammenfassung.

Das verschiedenartige Verhalten der technischen Trockengleichrichterscheiben bei statischer und dynamischer Beanspruchung wird systematisch untersucht und die bei verschiedenen Meßschaltungen gewonnenen Kennlinien werden miteinander verglichen. Dabei

sind die Scheiben der Hersteller in den Westzonen (AEG, SAF, SSW) vom heutigen Fabrikationsstande (1949/50) zugrunde gelegt; zu Vergleichszwecken wurden auch ältere Scheiben mit hinzugezogen.

Nachdem das Flußgebiet im Abschn. I und das Sperrgebiet im Abschn. II getrennt behandelt ist, werden im Abschn. III einige Anwendungsmöglichkeiten gestreift.

Die am Schluß beigefügte Übersichtstabelle enthält die aus den Kennlinienmessungen erhaltenen Kennwerte, welche in erster Linie nur als Anhaltspunkt für die Größenordnungen zu betrachten sind, denen man in der heutigen Trockengleichrichtertechnik begegnen kann.

- Literatur.** [1] ARTUS, W.: Z. techn. Physik 296 (1944). — [2] SIEBERT, E. Elektrotechn. Z. 60, 1427 (1939). — [3] MAIER, KARL Trockengleichrichter. München 1938. — [4] SCHOTTKY und SPENKE Wiss. Veröff. Siemens-Werke 19, 225 (1939). — [5] PFOTZER, G.: Z. Naturforsch. 4 a, 705 (1949). — [6] SPENKE, E.: Z. Naturforsch. 4 a, 37 (1949). — ROSE, F. u. E. SPENKE: Z. Physik 126, 632 (1949). — [7] SCHOTTKY, W. u. W. DEUTSCHMANN: Physik. Z. 30, 839 (1929). — [8] VAN GEEL, W. Ch.: Philips techn. Rdsch. 4, 104 (1939). — [9] SSW-Informationsschrift SGO Nr. 4182/8 u. /14, Kupferoxydulgleichrichter u. SSW Preisliste SR 1, 1938. — [10] BRUNKE, F.: Elektrotechn. Z. 161 (1949). — [11] DE BOER, F.: Philips Res. Rep. 2, 352 (1947) (AEÜ 3, 146 (1949)). — [12] ROSE, F. u. H. SCHMIDT: Z. Naturforsch. 2 a, 226 (1947).

Dr. FRITZ JERRENTREP,  
Münster i. Westf., Gertrudenstr. 18

## Ausfallende Reflexe bei Schwenkaufnahmen an größeren Kristallen.

Von ERICH MENZEL.

(Physikalisches Institut der Universität Tübingen.)

Mit 4 Textabbildungen.

(Eingegangen am 22. September 1950.)

Bei Untersuchungen über das orientierte Aufwachsen von Kupferoxydul auf Kupfer-Einkristallkugeln wurden zur Erhärtung und Präzisierung der optischen Beobachtungen Röntgenaufnahmen nach dem Drehkristallverfahren gemacht. Es zeigte sich, daß in den erwarteten Schichtliniendiagrammen stets bestimmte Reflexe fehlten, die ihrem Strukturfaktor nach hätten auftreten müssen [1], [2].

Die Aufnahmen erfolgten in einer gewöhnlichen DEBYE - SCHERRER - Kammer (Abb. 1). Der Kristall war so justiert, daß die zu untersuchende Stelle in der Verlängerung der Kammerachse lag. Ein kleiner Motor schwenkte den Kristall innerhalb eines einstellbaren Winkels.

Im Gegensatz zu den üblichen Drehkristallaufnahmen, bei denen der Primärstrahl eine feine Kristallnadel ganz umspült, kommt es hier bei der Reflexion an einem massiven Kristall vor, daß der reflektierte

Strahl infolge seiner Richtung den Kristallkörper nicht verlassen kann, der entsprechende Reflex fehlt dann in der Aufnahme.

Eine analytische Methode zur Diskussion dieser „geometrisch verbotenen Reflexe“ auf der nullten Schichtlinie (Äquator) wurde in [1] gegeben. Allgemeiner und einfacher als diese Rechnung ist das folgende Modell zu handhaben:

Eine Drehkristallaufnahme läßt sich im reziproken Gitter darstellen mit einer Schar paralleler Ebenen, die senkrecht zur Richtung der Schwenkachse stehen (vgl. [3] S. 165). Jede Ebene enthält die Reflexe, die auf der zugeordneten Schichtlinie liegen. Die Ebene durch den Nullpunkt des reziproken Gitters entspricht dem Äquator der Aufnahme. Die Oberfläche des Kristalls wird im reziproken Gitter dargestellt mit einer Ebene durch den Koordinatenanfang, sie steht senkrecht auf dem Lagenvektor der Netzebene, die zur Oberfläche parallel liegt.

Die Röntgenreflexe treten nun in der Reihenfolge auf, wie die Punkte des reziproken Gitters von der durch das Gitter schwenkenden EWALD-Kugel (Radius  $a$ ;  $a/\lambda$ : Gitterkonstante;  $\lambda$ : Wellenlänge) berührt werden.

Die Richtungen vom Kugelmittelpunkt nach dem Koordinatenanfang und nach dem gerade berührten Reflexpunkt stellen die Richtungen des einfallenden

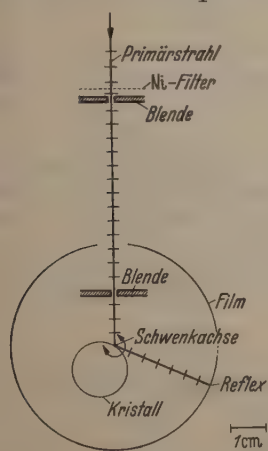


Abb. 1. Drehkristallverfahren.







aufes in der Nähe des Hindernisses möglich ist, den Dimensionen auch von der Größenordnung der Wellenlänge sein können. An kreisförmigen Öffnungen in metallischen Schirmen [1, 2] sind derartige Messungen bekannt, die zudem eine gute Übereinstimmung mit einer auf dem für die Elektrodynamik formulierten HUYGENSSchen Prinzip basierenden Beugungsrechnung liefern. An dielektrischen Schirmen hat HÜBNER [3] bei einer Wellenlänge von  $\lambda = 1$  m den Einfluß einer  $2 \cdot 2$  m<sup>2</sup> großen Glas- bzw. Holzplatte auf das Strahlungsfeld eines Dipols, im speziellen den Schirmwirkung studiert.

In der vorliegenden Arbeit wird die Feldverteilung der Mittelnormalen vor metallischen und dielektrischen Scheiben experimentell untersucht. Dann bedient sich der als Meßsonde benutzte Dipol zwischen der und Beugungsschirm, also in einem Raum mit stehenden Wellen. Für die Ausmessung dieses Interferenzfeldes ergeben sich zwei Möglichkeiten, nämlich:

- I. bei feststehender Scheibe das Feld durch den Empfänger abzutasten, oder
- II. durch Verschieben der Scheibe die Knoten und Bäuche der stehenden Wellen am festgehaltenen Empfänger vorbeizuschieben.

Beide Beobachtungsarten würden dasselbe Ergebnis liefern, wenn die einfallende Welle streng ebene wäre. Ebene Wellen lassen sich jedoch experimentell nur approximativ verwirklichen, so daß man je nach den Versuchsbedingungen — mehr oder weniger starke Abweichungen für die nach beiden Verfahren angestellten Messungen erhält.

Zunächst werden die Beugungserscheinungen vor metallischen Kreisscheiben nach beiden Methoden untersucht, die im Rahmen der Meßgenauigkeit zu demselben Ergebnis führen, wenn man die experimentell bestimmbare Amplitudenabnahme der einfallenden Welle berücksichtigt. Nach dem sich als vorteilhafter erweisenden Verfahren II wird weiterhin das Feld vor verschiedenen quadratischen und kreisförmigen dielektrischen Scheiben gemessen. Im Vergleich gegen die entsprechenden Messungen vor Metallplatten jeweils gleicher Form ergibt sich, daß die Beugungswellen, die man nach Abspaltung der einfallenden Welle erhält, bis auf einen ortsunabhängigen Reflexionsfaktor dieselben sind. Dieser „Reflexionsfaktor“ erweist sich identisch mit dem für unendlich ausgedehnte Platten aus den Materialkonstanten und der Wellenlänge berechenbaren. Damit kann man auch die Reflexion an kreisförmigen Scheiben von einem Reflexionsvermögen, wie es in der Optik definiert wird, sprechen und dieses auch bei Wellenlängen von den Liniardimensionen des Reflektors messen.

#### Versuchsanordnung.

Die Untersuchungen wurden mit elektromagnetischen Wellen der Wellenlänge  $\lambda = 10$  cm durchgeführt, die ein schon verschiedentlich [1, 4] beschriebener Magnetronsender lieferte. Zur Messung der Feldstärke in einem stark gegliederten Interferenzfeld, wie man in der Nähe von flächenhaften Strahlern zu erwarten hat, muß der verwendete Dipol in seiner Länge möglichst klein gegen die Wellenlänge sein. Eine Dipollänge von etwa  $\lambda/3$  erwies sich als noch zulässig und genügte auch für die vorgegebene Sendeintensität aus.

Der vom Empfänger kommende Strom wurde von einem Multiflexgalvanometer photographisch re-

gistriert. Sämtliche Messungen wurden in der  $16 \cdot 9 \cdot 5$  m<sup>3</sup> großen Halle des III. Physikalischen Instituts durchgeführt. Versuchsweise Messungen im Freien erbrachten keine wesentlichen Verbesserungen, da die Vorteile geringerer Störreflexionen an den Wänden durch Witterungseinflüsse, insbesondere schon schwache Luftströmungen, aufgehoben wurden.

Im Gegensatz zu den Messungen an Blenden [1] erweist es sich aus Intensitätsgründen zweckmäßig, bei der Untersuchung an Schirmen den Feldverlauf auf der Einfallsseite zu messen. Dort macht sich nämlich der Einfluß der Beugung durch eine Amplitudenschwankung der vor der Scheibe sich ausbildenden stehenden Wellen bemerkbar. Daher ist — abgesehen von deren Minima — die vor der Scheibe beobachtete Intensität wesentlich größer als hinter ihr, und das gilt insbesondere auch in ihrer unmittelbaren Nähe. Dazu kommt, daß die mit wachsender Entfernung vom Sender zunehmenden, durch Reflexion an der Rückwand der Halle entstehenden Störungen bei der Messung vor der Scheibe durch diese zum Teil abgeschirmt werden. Diese Gründe zusammen lassen eine Ausmessung des Wellenfeldes vor dem beugenden Hindernis als günstiger erscheinen. Zur Vermeidung störender Reflexionen bestand die Halterung von Empfänger und Beugungsscheibe aus je einem dünnen, in der Höhe verstellbaren Igelitrohr. Je nach der angewandten Meßmethode (siehe Einleitung) war entweder die Halterung des Empfängers oder die der Scheibe auf einem kleinen, in einer hölzernen Führung laufenden Holzwagen befestigt, der durch Motorantrieb mit konstanter Geschwindigkeit bewegt werden konnte.

Um die Scheiben möglichst gleichphasig und mit konstanter Amplitude auszuleuchten, wurde der Empfänger (Anfang der Meßstrecke) in 3 m Entfernung von der Trichteröffnung des Senders angebracht. Die Intensität der einfallenden Welle betrug dort für die größte Scheibe mit dem Radius  $\rho = 20$  cm am Ort des Scheibenrandes (gemessen bei fortgenommener Scheibe) noch 90 % des Wertes auf der Mittelachse. Das bedeutet einen Abfall in der Amplitude von höchstens 5 %. Eine Vergrößerung des Abstandes Trichteröffnung — Empfänger um einen Meter erbrachte im Rahmen der Meßgenauigkeit keine Veränderung der Meßergebnisse.

Gemessen wurde die Feldverteilung auf der Mittelnormalen der Scheiben, weil dort aus Gründen der Symmetrie die elektrische Feldstärke der Beugungswelle nur eine Komponente in Richtung des Vektors der einfallenden Welle hat, und der in dieser Richtung orientierte Empfänger somit das Betragsquadrat der Gesamtfeldstärke anzeigt. Sendedipol, Mitte der Trichteröffnung, Empfänger und Mitte der Beugungsscheibe lagen in einer Geraden 2 m über dem Boden. Die Amplitude der einfallenden Welle zeigte auf der späteren Meßstrecke von einer Entfernung  $r = 2$  m von der Trichteröffnung an eine Abnahme wie  $1/r$ . Dieser monotonen Abnahme überlagerten sich durch Reflexionen an den Wänden bedingte Störungen, die bei günstigster (fast diagonal)er Aufstellung der Versuchsanordnung 5 % der ungestörten Amplitude nicht überschritten. Um schnell einen qualitativen Überblick zu erhalten, wurde der Anodenstrom des Magnetrons mit 2 kHz moduliert und die am Detektor durch



Demodulation erhaltene Niederfrequenz auf einem Oszillographen sichtbar gemacht.

Die Untersuchungen erstreckten sich auf runde und quadratische Beugungsscheiben verschiedener Größe und Reflexion. Da Materialien hoher Dielektrizitätskonstanten in Scheibenform nicht zur Verfügung standen, wurden dünnwandige mit Wasser gefüllte Trolitulküvetten quadratischer Form und verschiedener Dicke verwendet.

#### Ausmessung des Beugungsfeldes vor metallischen Scheiben.

Bei der Beugung elektromagnetischer Wellen an ebenen, vollkommen leitenden Schirmen kann man

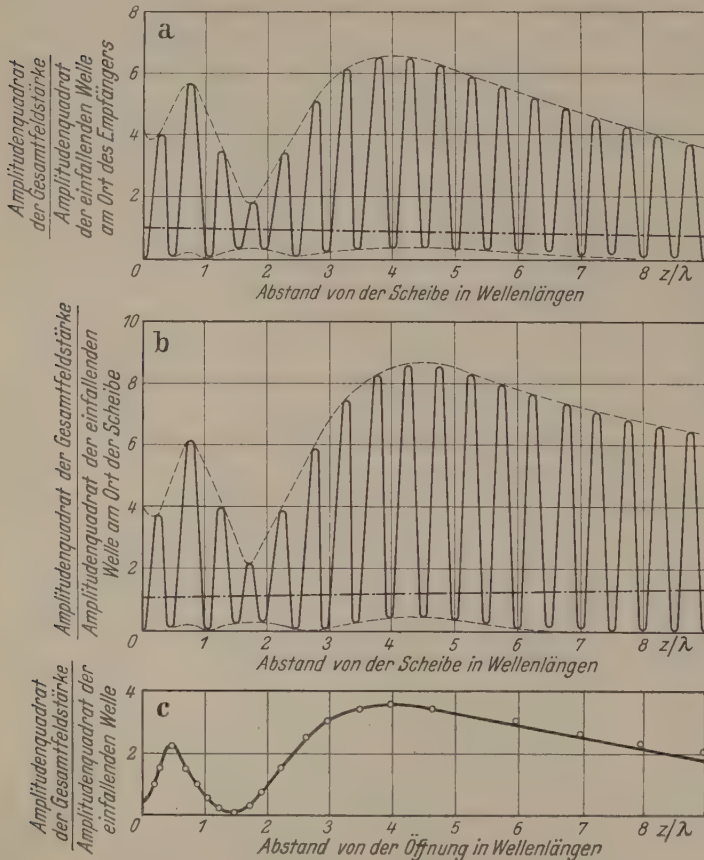


Abb. 1. Gemessene Intensitätsverteilung auf der Mittelnormale vor einer kreisförmigen Scheibe vom Radius  $\varrho = 2\lambda$  bei gefahrener Scheibe (a), bei gefahrenem Dipol (b), hinter einer kreisförmigen Öffnung vom Radius  $\varrho = 2\lambda$  (c) nach [1].

— — — — — einfallende Welle.

das Feld der Beugungswelle aus den durch die einfallende Welle an der Oberfläche des Schirmes induzierten Strömen berechnen. Es ergibt sich, daß die der einfallenden Welle sich überlagernde Beugungswelle die Schirmebene zur Symmetrieebene hat. Es genügt daher, das Beugungsfeld entweder vor oder hinter der Scheibe experimentell zu untersuchen. Aus den oben angegebenen Gründen wurde der Messung vor der Beugungsscheibe der Vorzug gegeben.

Für eine in  $z$ -Richtung einfallende ebene Welle läßt sich die Gesamtfeldstärke auf der Mittelnormale vor der in  $z = 0$  befindlichen Scheibe in der Form

$$E(z) = E_0 \{ e^{-ikz} + b(z, 0, 0) e^{+ikz} \} \quad (1)$$

darstellen, wobei der zweite Term die Beugungswelle auf der  $z$ -Achse vertritt. Dieser Ansatz wird nahe-

gelegt durch den beobachteten Feldverlauf vor der Scheibe, der ausgeprägte stehende Wellen zeigt.

Während es bei einer streng ebenen Welle, die man den vorhandenen Mitteln über eine Meßstrecke von  $15\lambda = 1,5$  m nicht verwirklicht werden konnte, bei der Ausmessung des Feldes nur auf die Entfernung zwischen Scheibe und Dipol ankommt, sind im Fall einer einfallenden, in der Amplitude abnehmenden Welle folgende Möglichkeiten zu unterscheiden:

I. Wird bei festgehaltener Scheibe das Feld durch den Empfänger abgetastet, so nimmt die Amplitude der einfallenden Welle am Ort des Empfängers mit wachsendem Abstand von der Scheibe zu.

II. Wird durch Verschieben des Reflektors das Interferenzfeld am festgehaltenen Empfänger vorbeigeschoben, so nimmt die Erregung der Scheibe, d. h. die Amplitude der einfallenden Welle am Ort der Scheibe mit wachsender Entfernung vom Empfänger ab.

Das typische Bild einer Registrierung nach beiden Methoden gibt Abb. 1a, b für eine metallische Kreisscheibe vom Radius  $\varrho = 2\lambda$  wieder. Die Intensitätsschwankungen der stehenden Wellen entsprechen in ihrer Struktur dem hinter einer kreisförmigen Öffnung beobachteten Intensitätsverlauf (Abb. 1c).

Der Zusammenhang zwischen beiden Meßverfahren I und II läßt sich herstellen, wenn man die Amplitudenzu- bzw. -abnahme der einfallenden Welle im Fall I am Ort des Empfängers, bzw. im Fall II an der Scheibe durch einen nur von  $z$  abhängigen Amplitudenfaktor berücksichtigt.

Man erhält im Fall

I | II

wenn der Punkt  $z = 0$

am Ort der feststehenden Scheibe | am Ort des feststehenden Empfängers

liegt, an Stelle von (1) jetzt

$$\left. \begin{aligned} E_I(z) &= E_1(z) e^{-ikz} \\ &+ E_0 b(z) e^{+ikz} \end{aligned} \right\} \quad (2a) \quad \left| \begin{aligned} E_{II}(z) &= E_0 e^{-ikz} \\ &+ E_2(z) b(z) e^{+ikz} \end{aligned} \right\} \quad (2b)$$

wobei  $E_1(z) = E_2(z) = E_0$  für eine einfallende ebene Welle und  $b(z) \equiv 1$  für einen unendlich ausgedehnten ebenen Schirm ist. Für die in der Amplitude abnehmende einfallende Welle nehmen  $E_1(z)$  und  $E_2(z)$  mit wachsendem  $z$  ab. Das vom Empfänger angezeigte Feldstärken-

quadrat ist mit  $|b(z)| = b(z)$

$$\left. \begin{aligned} |E_I(z)|^2 &= E_1^2 + E_0^2 b^2(z) \\ &+ 2 E_0 E_1 b(z) \times \\ &\times \cos(2kz + \psi_1) \end{aligned} \right\} \quad (3a) \quad \left| \begin{aligned} |E_{II}(z)|^2 &= E_0^2 + E_2^2 b^2(z) \\ &+ 2 E_0 E_2 b(z) \times \\ &\times \cos(2kz + \psi_2) \end{aligned} \right\} \quad (3b)$$

$E_1, E_2$  und  $b$  sind nur langsam veränderliche Funktionen von  $z$  im Vergleich zu dem mit  $z$  rasch oszillierenden  $\cos$ -Glieder, das für die stehenden Wellen verantwortlich ist. Diese Oszillationen erfolgen zwischen zwei „Einhüllenden“, für die das  $\cos$ -Glieder die Werte  $\pm 1$  annimmt. Die Gleichungen dieser Einhüllenden lauten demnach:

$$\left. \begin{aligned} |E_I(z)|_{\max}^2 &= \{E_1(z) + E_0 b(z)\}^2 \\ |E_I(z)|_{\min}^2 &= \{E_1(z) - E_0 b(z)\}^2 \end{aligned} \right\} \quad \left| \begin{aligned} |E_{II}(z)|_{\max}^2 &= \{E_0 + E_2(z) b(z)\}^2 \\ |E_{II}(z)|_{\min}^2 &= \{E_0 - E_2(z) b(z)\}^2 \end{aligned} \right\}$$



r mit

$$\left. \begin{aligned} E'_n(z) &= \frac{E_n(z)}{E_0}, \quad n = I, II, 1, 2. \\ \left. \begin{aligned} &E'_I(z) \pm b(z) \end{aligned} \right\}^2 \quad (4a) \quad \left. \begin{aligned} &E'_{II}(z) \end{aligned} \right\}^2 \quad (4b) \\ &= \{1 \pm E'_2(z) b(z)\}^2 \end{aligned}$$

eine einfallende ebene Welle führen, wie nicht ers zu erwarten, beide Darstellungen auf dasselbe Ergebnis:

$$|E'(z)|^2_{\max} = \{1 \pm b(z)\}^2. \quad (5)$$

$E'_2(z)$  und  $E_2^2(z)$  lassen sich längs der Meßstrecke bei genommener Scheibe experimentell ermitteln, so daß man den Einfluß der Amplitudenabnahme nachfolglich rechnerisch eliminieren kann.

Die so auf eine einfallende ebene Welle umgerechnete Intensitätsverteilung<sup>1</sup> vor einer metallischen Kreisscheibe vom Radius  $\varrho = 2\lambda$  ist in der Abb. 2 wieder-

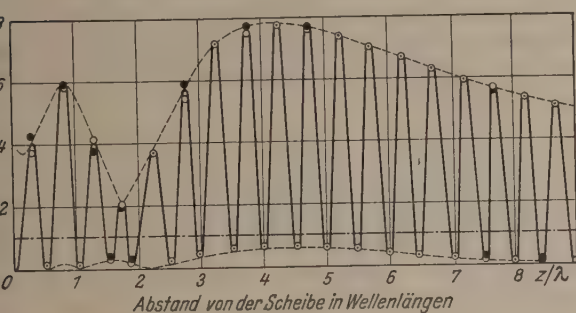


Abb. 2. Intensitätsverteilung auf der Mittelnormale vor einer kreisförmigen Metallscheibe vom Radius  $\varrho = 2\lambda$  nach Eliminierung des Amplitudenabfalls der einfallenden Welle. ● Meßwerte bei gefahrener Scheibe, ○ Meßwerte bei gefahrenem Dipol, — einfallende Welle.

gegeben. In derselben Weise wurden Metallscheiben vom Radius  $\varrho = 1,5\lambda, 1\lambda, 0,5\lambda$  untersucht. Beide Verfahren führen in jedem Fall innerhalb der Meßgenauigkeit (der mittlere relative Fehler betrug  $\pm 3\%$ ) zu dem gleichen Ergebnis, wie man es auch für eine einfallende ebene Welle erhalten würde. Dabei erwies sich die Methode II dem Verfahren I überlegen, da der feststehende Empfänger keinen veränderlichen Raumstörungen unterworfen ist und damit die Messungen weniger streuen.

Nach dem BABINETSchen Prinzip der Elektrodynamik [5] ist das Problem der Beugung elektromagnetischer Wellen an ebenen Scheiben in Strenge gelöst, bald man das Feld der Beugungswelle am komplementären Schirm, das ist die Öffnung von gleicher Form wie die Scheibe in einem unendlich ausgedehnten ebenen Schirm, exakt angeben kann. Für dieses Problem existiert eine Näherungslösung, die in guter Übereinstimmung mit der Beobachtung ist, und die auf der Annahme einer Belegung der Öffnung mit elektrischen Dipolen beruht [1]. Die Anwendung des BABINETSchen Prinzips liefert dann für das Beugungsproblem der Scheibe eine Näherungslösung, bei der die Fläche der Scheibe mit magnetischen Dipolen belegt erscheint. Die nach durchgeführten Messungen sind nach ihrer Umrechnung auf eine einfallende ebene Welle geeignet, die Güte und Brauchbarkeit einer solchen, auf dem HUYGHENSSchen Prinzip basierenden Näherung zu

prüfen. Dabei zeigt sich eine gute Übereinstimmung zwischen beobachteten und gerechneten Werten, worüber kürzlich berichtet wurde [6].

### Messungen an dielektrischen Scheiben.

Da sämtliche Messungen an dielektrischen Scheiben auf die entsprechenden Messungen an Metallscheiben bezogen werden, wird die Ortsabhängigkeit der einfallenden Welle auf diese Weise eliminiert. Wir beschränken uns daher hier auf das genauere und für die numerische Auswertung günstigere Meßverfahren II, bei dem die Scheibe vom feststehenden Empfänger weggefahren wird. Die folgenden Messungen sollen zeigen, ob sich der den Einfluß der Beugung berücksichtigende Faktor  $b(z)$  in Gleichung (2b) unabhängig vom Schirmmaterial aufspalten läßt in

$$b(z) = b'(z) \cdot r \quad (5a)$$

wobei  $b'(z)$  nur von der Form des Schirmes abhängt und  $r$  seine Materialeigenschaften vertritt.

Um die Richtigkeit des Ansatzes (5a) experimentell zu prüfen, hat man zu untersuchen, ob das Verhältnis

$$r = \frac{I(z)}{b'(z)} = r \cdot e^{i\varphi} \quad (5b)$$

einen vom Ort unabhängigen Wert besitzt. Dazu hat man den Feldverlauf vor dielektrischen Scheiben verschiedener Form und Reflexion gegen die entsprechenden Messungen an der Metallscheibe ( $r = 1, \varphi = \pi$ ) jeweils gleicher Form zu vergleichen.

Das geschieht zunächst für den Betrag von  $r$ , indem man den Registrierkurven (Abb. 1a und 3) die Werte  $|E'_{II}(z)|^2_{\max}$  entnimmt und daraus nach (4b) die Ampli-

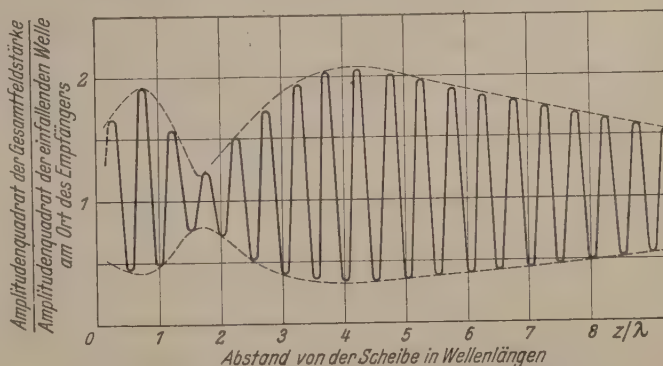


Abb. 3. Intensitätsverteilung auf der Mittelnormale vor einer Trolitulscheibe der Dicke  $d = 0,72$  cm, Reflexionsfaktor  $r = 0,28$ , die vom Empfänger weggefahren wird. Radius  $\varrho = 2\lambda$ .

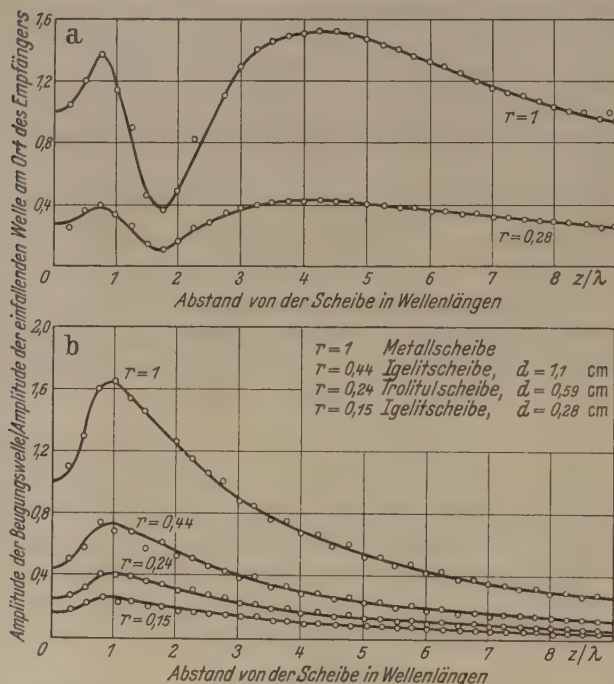
tuden  $E'_2(z)b(z)$  bzw.  $E'(z)b'(z)$  der Beugungswelle bestimmt. Das Verhältnis ist  $r$ , wobei also die Amplitudenabnahme  $E_2(z)$  der einfallenden Welle herausfällt. Die so ermittelten Amplituden der Beugungswelle für eine metallische Kreisscheibe und eine Trolitulscheibe vom Radius  $\varrho = 2\lambda$  sind in Abb. 4a durch (○) dargestellt. Legt man durch die Meßpunkte der Metallscheibe eine glatte Kurve und multipliziert diese mit einem geeigneten konstanten Faktor, so erhält man eine Kurve, die mit dem an der Trolitulscheibe gemessenen Amplitudenverlauf der Beugungswelle gut übereinstimmt.

Dasselbe Ergebnis wurde in zwei Versuchsreihen an verschieden stark reflektierenden kreisförmigen (Abb. 4) und quadratischen (Abb. 5) Scheiben ge-

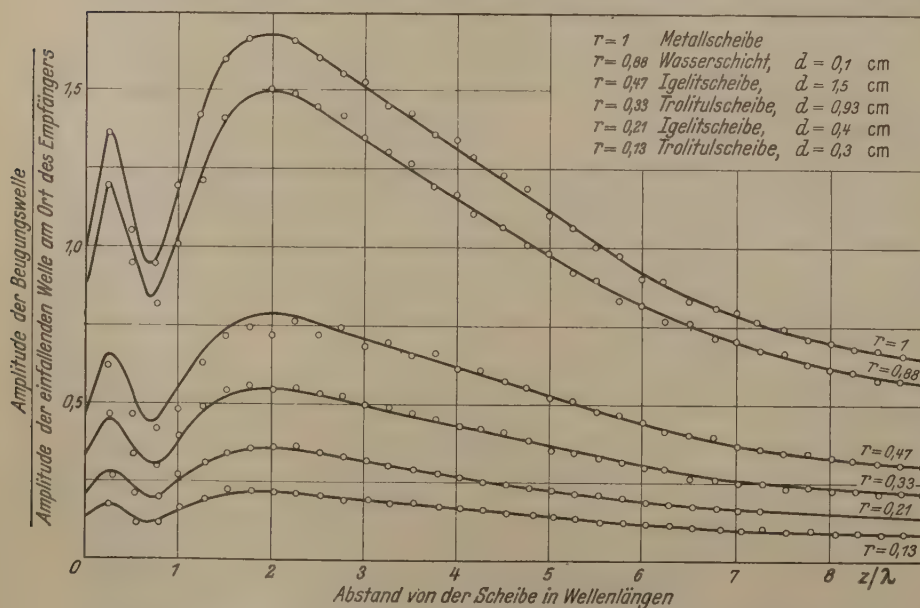
<sup>1</sup> Mittelwert aus je 6 Registrierungen.



wonnen. Dieser Befund besagt, daß  $r$  für Beugungsscheiben von verschiedener Form und Material tat-



sächlich ortsunabhängig ist. Entsprechende Untersuchungen an kreisförmigen und quadratischen Scheiben verschiedener Größe, jedoch aus gleichem Mate-



rial und von gleicher Dicke, ergaben stets denselben Wert für  $r$ , so daß  $r$  auch von der speziellen Gestalt der Beugungsscheibe unabhängig ist.

An Stelle der Phase  $\varphi$  des Reflexionsfaktors gibt man bei Messungen auf Leitungen oder in Hohlrohren gewöhnlich die Phasenverschiebung  $\Delta\varphi$  gegen metallische Reflexion an. Bei einem Reflektor endlicher

Größe hat man zunächst zu beachten, daß die Maxima bzw. Minima der stehenden Welle wegen des Beugungseinflusses nicht genau  $\lambda/2$  Abstand zu haben brauchen. Tatsächlich zeigt das Experiment im Nahfeld der Scheiben geringe, nur von deren Form abhängige Abweichungen (max.  $0,1\lambda$ ) der Extrema gegen die in geometrisch optischen Fall gegebene Lage. Bei dielektrischen Scheiben überlagert sich, bezogen auf die zugehörige Metallscheibe, eine konstante Verschiebung wie an den verschiedenen dielektrischen Scheiben durch die Vermessung der Lage jeweils der ersten der Minima vor dem Reflektor festgestellt wurde. Die Phasenverschiebung  $\Delta\varphi$  war bei den verschiedenen Scheiben unabhängig vom Ort und hatte bei Scheiben gleichen Materials und gleicher Dicke, jedoch unterschiedlicher Form, denselben Wert.

Somit ergibt das Experiment, daß sich die Beugungswelle vor dünnen dielektrischen Scheiben von der vor der vollkommen leitenden Scheibe gleich verhält, nur durch einen, von Ort und Scheibenform unabhängigen Faktor  $r$  unterscheidet. Damit ist der Beugungseinfluß unabhängig von den speziellen Materialeigenschaften des Reflektors und der Ansatz (5a) gerechtfertigt.

Im folgenden wird gezeigt, daß der für eine Scheibe endlicher Größe gemessene  $r$ -Wert identisch ist mit dem für eine unendlich ausgedehnte Platte berechneten Reflexionsfaktor. Dieser wird — wie aus der Optik geläufig — bestimmt, indem man der senkrecht einfallenden ebenen elektromagnetischen Welle an der Vorder- und Rückseite der Platte eine ebene reflektierte Welle derart überlagert, daß dort die aus den

MAXWELLSchen Gleichungen folgenden Grenzbedingungen für die Trennschicht zweier Medien erfüllt sind. Die Rechnung [7] ergibt für verlustfreie (Leitfähigkeit  $\sigma = 0$ ) Platte der Dicke  $d$  und der Dielektrizitätskonstanten  $\varepsilon$ :

$$r = \frac{\text{Amplitude der reflektierten Welle}}{\text{Amplitude der einfallenden Welle}} = r e^{i\varphi} = \frac{(1 - n^2)(1 - e^{i\Delta})}{(1 - n^2) - (1 + n^2)e^{i\Delta}} \quad (6)$$

mit  $\Delta = 4\pi n d/\lambda$ ,  $n = \sqrt{\varepsilon}$ .

Die zum Vergleich gegen die Meßergebnisse interessierenden Größen  $r$  und  $\varphi$  ergeben sich aus:

$$\left. \begin{aligned} r &= \sqrt{R}, \quad R = r r^* \\ &= \frac{(1 - \varepsilon)^2 \sin^2(\Delta/2)}{4\varepsilon + (1 - \varepsilon)^2 \sin^2(\Delta/2)} \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

$$\left. \begin{aligned} \text{tg } \varphi &= \frac{\sqrt{\varepsilon} \sin \Delta}{(1 + \varepsilon) \sin^2(\Delta/2)} \\ &= \frac{2\sqrt{\varepsilon}}{1 + \varepsilon} \text{ctg } (\Delta/2) \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

Im Grenzfall sehr hoher Werte von  $\varepsilon$  erhält man  $r = -1$  ( $r = 1, \varphi = \pi$ ), d. h. metallische Reflexion, wie nicht anders zu erwarten. Bei endlichen  $\varepsilon$ -Werten sind

und  $\varphi$  periodisch mit  $d = \frac{1}{2} \frac{\lambda}{\sqrt{\varepsilon}}$ , d. h. mit der halben

<sup>1</sup>  $R$  ist das in der Optik übliche auf Intensitäten bezogene Reflexionsvermögen.



Wellenlänge im Material. Für Plattendicken

$$d = \frac{(2m+1) \cdot \lambda}{4 \sqrt{\epsilon}}$$

ein Maximum und zwar den Wert

$$r_{\max} = \frac{1 - \epsilon}{1 + \epsilon} \quad (9)$$

Wie bei metallischer Reflexion  $180^\circ$ . Das ist auch physikalisch verständlich; denn bei dieser Plattendicke wird die in das Material eindringende und an der Rückseite reflektierte Welle in Phase mit der an der Vorderseite reflektierten, die gegen die einfallende Welle eine Phasenverschiebung von  $180^\circ$  hat. Für Plattendicke  $d = \frac{m \cdot \lambda}{2 \sqrt{\epsilon}}$  wird  $r = 0$ . In diesem Fall sind nämlich die an den beiden Begrenzungsflächen reflektierten Wellen in Gegenphase und löschen sich aus.

In der folgenden Zusammenstellung sind die oben gemessenen Werte von  $r$  und  $\Delta\varphi$  gegen die berechneten verglichen:

Tabelle 1.

Untersuchte Beugungsscheibe				gemessen		berechnet	
Scheibenradius	Material	DK	$d$ (cm)	$r$	$\Delta\varphi(^{\circ})$	$r$	$\Delta\varphi(^{\circ})$
$= 2\lambda$	Trolitul	2,4	0,72	0,28	45	0,275	48
$= 1\lambda$	"	"	0,59	0,24	56	0,24	54
$= 2,5\lambda$	"	"	0,93	0,33	36	0,33	33
$= 2,5\lambda$	"	"	0,3	0,13	68	0,125	74
$= 1\lambda$	Igelit	2,74	0,28	0,15	70	0,15	72
$= 1\lambda$	"	"	1,1	0,44	18	0,43	21
$= 2,5\lambda$	"	"	0,4	0,21	—	0,205	57
$= 2,5\lambda$	"	"	1,5	0,47	-2	0,465	0

Die gute Übereinstimmung zwischen den an Scheiben endlicher Größe gemessenen Werten des Reflexionsfaktors und den nach der Methode der Lichtoptik berechneten gestattet somit, auch für Scheiben endlicher Größe einen Reflexionsfaktor anzugeben. Ferner ist man damit bei der Beugung an ebenen Schirmen in der experimentellen Rechtfertigung für eine an die geometrische Optik anschließende Darstellung des Beugungsbildes. Dabei wird die Beugungswelle aufgespalten in eine reflektierte ebene Welle und einen weiteren Term, der in der KIRCHHOFFSchen Lösung als eine vom Rand ausgehende Welle interpretiert werden kann [8].

Solange für die Messung der elektrischen Materialkonstanten bei Zentimeterwellen die heute üblichen Verfahren mit konzentrischen Leitungen oder Hohlwellen nicht entwickelt waren, bediente man sich bei diesen Frequenzen gern optischer Methoden. Bei einem von BÄZ [9] angegebenen Verfahren besteht zwischen Sender und Empfänger ein ausgeprägtes Interferenzfeld stehender Wellen, so daß z. B. die gemessenen Durchlässigkeitswerte stark von der Stellung des einfallenden Lichtstrahls abhängen. Diese Schwierigkeit wird in einer späteren Arbeit von KEBBEL [10] durch Analogie zu dem in der Akustik geläufigen Heultonverfahren durch Frequenzmodulation des Senders beseitigt. Unberücksichtigt bleibt jedoch in jedem Fall der Beugungseinfluß, der nach der in dieser Arbeit entwickelten Methode eliminiert werden kann.

Im Besitz der obigen Ergebnisse genügt zur Bestimmung des Reflexionsfaktors die Registrierung einiger Extrema und ihre Auswertung, wobei man zweckmäßig nicht in dem stark gegliederten Nahfeld, sondern im Bereich der monoton abnehmenden stehen-

den Wellen mißt. Nach diesem weniger umständlichen Verfahren werden im folgenden für eine größere Zahl von verschiedenen Scheiben Betrag und Phase des Reflexionsfaktors gemessen und gegen die berechneten Werte verglichen (Abb. 6 und 7).

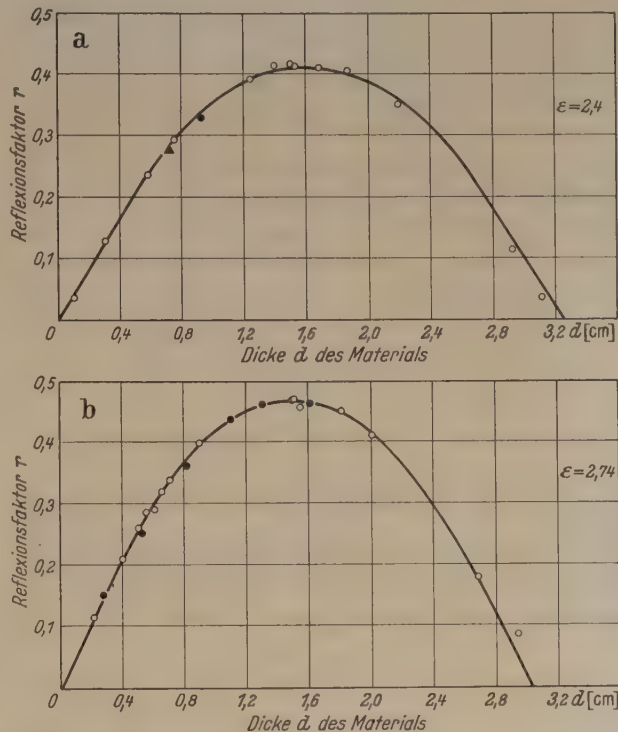


Abb. 6. Betrag  $r$  des Reflexionsfaktors von a) Trolitulscheiben, b) Igelitscheiben in Abhängigkeit von der Dicke des Materials. — Berechnet ohne Verluste,  $\blacktriangle$  Gemessen an Kreisscheiben mit dem Radius  $\varrho = 2\lambda$ .  $\bullet$  Gemessen an Kreisscheiben mit dem Radius  $\varrho = 1\lambda$ .  $\circ$  Gemessen an quadratischen Scheiben mit der Kantenlänge  $a = 2,5\lambda$ .

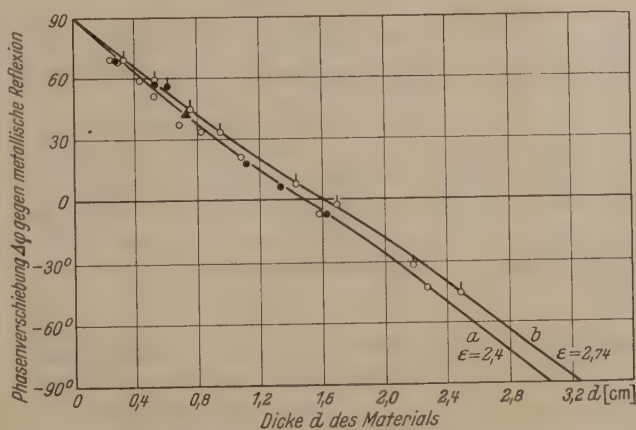


Abb. 7. Phasenverschiebung  $\Delta\varphi$  des Reflexionsfaktors gegen metallische Reflexion in Abhängigkeit von der Dicke  $d$  von a) Trolitulscheiben ( $\circ$ ), b) Igelitscheiben ( $\triangle$ ). — Berechnet.  $\blacktriangle$  Gemessen an Kreisscheiben mit dem Radius  $\varrho = 2\lambda$ .  $\bullet$  Gemessen an Kreisscheiben mit dem Radius  $\varrho = 1\lambda$ .  $\circ$  Gemessen an quadratischen Scheiben mit der Kantenlänge  $a = 2,5\lambda$ .

Bei den bisher untersuchten Materialien waren die Wirkverluste so gering, daß sie vernachlässigt werden durften. Messungen an Material mit Verlusten ergaben zunächst wieder einen von Ort und Scheibengröße unabhängigen  $r$ -Wert. Jedoch macht sich beim Vergleich gegen die die Verluste nicht berücksichtigende Rechnung (Abb. 8, ausgezogene Kurve) die mit zunehmender Plattendicke stärker werdende Absorption bemerkbar. Dieser Befund wird bestätigt, wenn man bei der Berechnung des Reflexionsfaktors



die Verluste durch Einführung komplexer Größen

$$\left. \begin{aligned} n &= n' - i n'' \\ \Delta &= \Delta' - i \Delta'' \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

in Formel (6) berücksichtigt. Die nicht schwere, aber

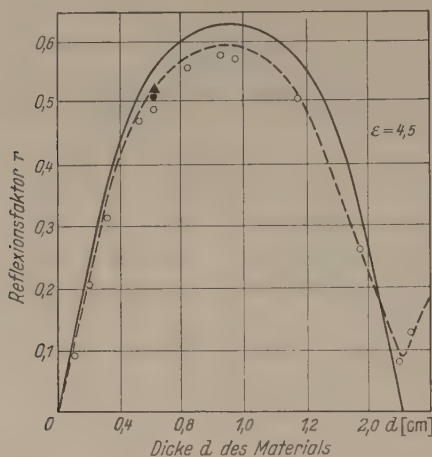


Abb. 8. Betrag  $r$  des Reflexionsfaktors von Pertinaxscheiben in Abhängigkeit der Plattendicke  $d$ . — Berechnet ohne Verluste. — — — Berechnet mit Verlusten ( $\operatorname{tg} \delta = 0,1$ ).  $\blacktriangle$  Gemessen an Kreisscheiben mit dem Radius  $\rho = 2\lambda$ .  $\bullet$  Gemessen an Kreisscheiben mit dem Radius  $\rho = 1\lambda$ .  $\circ$  Gemessen an quadratischen Scheiben mit der Kantenlänge  $a = 2,5\lambda$ .

langwierige Rechnung ergibt

$$R = R_0 \frac{(1 - e^{-\Delta''})^2 + 4 e^{-\Delta''} \sin^2(\Delta'/2)}{(1 - R_0 e^{-\Delta''})^2 + 4 R_0 e^{-\Delta''} \sin^2(\Delta'/2 + \chi)} \quad (11)$$

wobei

$$R_0 = \frac{(1 - n')^2 + n''^2}{(1 + n')^2 + n''^2}$$

und

$$\operatorname{tg} \chi = \frac{2 n''}{1 - n'^2 - n''^2}$$

die aus der Metalloptik geläufigen Werte sind<sup>1</sup>. Im Grenzfall  $d \rightarrow \infty$  geht  $R \rightarrow R_0$  und für  $n'' = 0$  erhält man aus (11) den früheren Ausdruck (7).

In der Technik der Isolierstoffe charakterisiert man verlustbehaftetes Material nicht durch Brechungsindex und Absorptionskoeffizienten, bzw. Dielektrizitätskonstante und Leitfähigkeit; es hat sich vielmehr eingebürgert, die Verluste durch eine komplexe Dielektrizitätskonstante zu berücksichtigen:

$$\varepsilon = \varepsilon' - i \varepsilon''$$

und als Materialkonstante neben der Dielektrizitätskonstanten  $\varepsilon'$  eines äquivalenten verlustlosen Dielektrikums als Maß für die Verluste den Verlustfaktor

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{\varepsilon''}{\varepsilon'}$$

anzugeben. Mit den optischen Größen besteht der Zusammenhang:

$$\varepsilon' = n'^2 - n''^2 \cong n'^2, \quad \operatorname{tg} \delta = \frac{2 n' n''}{n'^2 - n''^2} \cong 2 \frac{n''}{n'}$$

Für Pertinax wurde der Verlauf von  $r$  mit  $\varepsilon' = 4,5$  und  $\operatorname{tg} \delta = 0,1$  nach (11) berechnet (Abb. 8, gestrichelte Kurve), und es ergibt sich eine gute Übereinstimmung mit den gemessenen Werten.

Um höhere  $r$ -Werte zu erreichen, wurden als

Reflektoren in Ermangelung geeigneter Kunststoff mit destilliertem Wasser gefüllte Küvetten quadratischer Form verwendet. Da diese nicht aus Material mit  $\varepsilon = 1$  hergestellt werden konnten und da wegen der daher möglichst dünn gehaltenen Küvettenwandungen aus Trolitul mit geringen Dickenschwankungen der Wasserschicht zu rechnen ist, sind die Meßwerte mit einer gewissen Unsicherheit behaftet. Die zugehörigen Reflexionsfaktoren wurden nach (11) mit den aus der Literatur [9] bekannten Werte  $\varepsilon' = 78,5$  und  $\operatorname{tg} \delta = 0,154$  für  $\lambda = 10$  cm berechnet. Der Vergleich der in Tabelle 2 zusammengestellten Werte ergibt eine recht gute Übereinstimmung.

Tabelle 2.

Dicke der Schicht (cm)	in Wellen- längen im Material	$r_{\text{gem}}$	$r_{\text{ber}}$
0 (leere Küvette)	—	0,1	—
0,1	$\sim 1/10$	0,88	0,9
0,28	$\sim 1/4$	0,92	0,95
0,56	$\sim 1/2$	0,57	0,51
0,84	$\sim 3/4$	0,86	0,9

Die zuletzt angegebenen Meßwerte wurden nach dem vereinfachten Verfahren durch Auswertung von jeweils 5 Maxima und Minima gewonnen. Der dabei auftretende mittlere relative Fehler betrug 5% gegenüber 3% bei den aus den gesamten Kurven ermittelten  $r$ -Werten. Der mittlere relative Fehler der Phasenmessung war 10%.

#### Zusammenfassung.

Es wurden die Beugungserscheinungen auf die Mittelnormale vor vollkommen leitenden und dielektrischen Scheiben, auf die elektromagnetische Welle senkrecht treffen, experimentell untersucht. Die Schwierigkeit, daß eine einfallende ebene Welle nicht zu realisieren war, wurde durch rechnerische Berücksichtigung der gemessenen Amplitudenabnahme der einfallenden Welle behoben. Bei Metallscheiben wurden zwei Meßverfahren angewandt, die nach Eliminierung der Amplitudenabnahme innerhalb der Meßgenauigkeit zu demselben, einer einfallenden ebenen Welle entsprechenden Feldverlauf führten. Die Untersuchungen an dielektrischen Scheiben zeigten, daß sich die Beugungswelle von der vor der Metallscheibe gleicher Form nur durch einen konstanten Faktor unterscheidet, der identisch ist mit dem nach den Methoden der Optik berechenbaren Reflexionsfaktor.

Die vorliegende Arbeit wurde in den Jahren 1949/50 im III. Physikalischen Institut der Universität Göttingen angefertigt. Herrn Professor Dr. E. MEYER sind wir für sein Interesse am Fortgang der Untersuchungen sehr zu Dank verpflichtet.

**Literatur.** [1] SEVERIN, H.: Z. Naturforsch. 1, 48 (1946). — [2] ANDREWS, C. L.: Phys. Rev. 71, 777 (1947) und J. Appl. Phys. 21, 761 (1950). — [3] HÜBNER, W.: Arch. Elektrotechn. 28, 468 (1934). — [4] MEYER, E. u. SEVERIN, H.: Z. Physik 126, 711 (1949). — [5] MEIXNER, J.: Z. Naturforsch. 3a, 506 (1948). — [6] SEVERIN, H.: Z. angew. Phys. 4, 499 (1950). — [7] Z. B. DRUDE, Lehrbuch der Optik, S. 29 Leipzig, 1906. — [8] SCHOCH, A.: Akust. Z. 6, 318 (1941). — [9] BÄZ, G.: Physik. Z. 40, 394 (1939). — [10] KEBBEL, W.: Hochfrequenztechn. u. Elektroakust. 53, 81 (1941).

Dr. HANS SEVERIN, III. Physikalisches Institut der Universität Göttingen. Göttingen, Bürgerstr. 4

<sup>1</sup> „FRESNELSche Formeln.“



## Ein Meß-Widerstand für Hochfrequenz.

Von FRITZ LAPPE und KLAUS-BUSSO WESTENDORF.

(Mitteilung aus dem Hochspannungsinstitut der Technischen Hochschule Hannover.)

Mit 5 Textabbildungen.

(Eingegangen am 27. September 1950.)

### 1. Einleitung.

Die Verwendung von Draht-Meßwiderständen bei Hochfrequenz (mehrere MHz) setzt extrem kleine Zeitkonstanten  $L/W$  und  $C \cdot W$  sowie geringste Widerstandserhöhung durch Stromverdrängung voraus. Es wird ein Widerstand beschrieben, der als Meßwiderstand für Funkenladekreise in Form einer Reuse mit konzentrischer Rückleitung gebaut wurde.

### 2. Aufbau des Widerstandes.

Während man bisher für den Aufbau von Widerständen in Funkenkreisen meist die Mäanderform empfahl, wurde auf Vorschlag von Prof. SCHERING am Hochspannungsinstitut der Technischen Hochschule Hannover ein Widerstand in Form einer Reuse mit konzentrischem Rückleiter entwickelt, bei dem wesentlich kleinere Zeitkonstanten erreichen ließen, als bei den bisherigen Ausführungen von Meßwiderständen. Wie aus Abb. 1 ersichtlich, besteht der

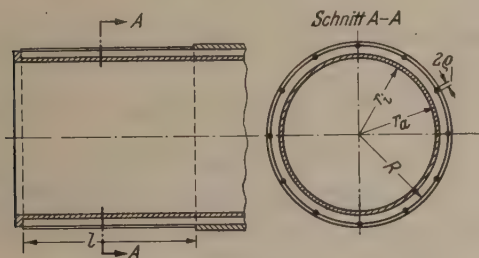


Abb. 1. Prinzipieller Aufbau des Reusenwiderstandes mit Rückleiter innerhalb des Widerstandes.

Widerstand aus einer größeren Anzahl parallelgeschalteter dünner Drähte, die auf der Mantelfläche eines Zylinders parallel ausgespannt sind, während die Stromrückleitung durch einen konzentrischen Blechzylinder innerhalb oder außerhalb der Drahtreuse erfolgt.

### 3. Verwendete Bezeichnungen.

$R$  = mittlerer Radius der Reuse.  
 $\rho$  = Radius der Reusendrähte.  
 $n$  = Anzahl der Reusendrähte.  
 $r_i$  = Innenradius des Rückleiters.  
 $r_a$  = Außenradius des Rückleiters.  
 $l$  = Länge der Reuse.  
 Alle Abmessungen in [cm].

### 4. Berechnung des Ohmschen Widerstandes $W$ .

Der Ohmsche Widerstand  $W$  der Reuse ergibt sich aus  $l$  [cm],  $\rho$  [cm], der Leitfähigkeit  $\kappa$  [S/cm] und der Anzahl der Reusendrähte  $n$  zu:

$$W = \frac{1}{\kappa} \cdot \frac{l}{n \cdot \pi \cdot \rho^2} [\Omega].$$

Für die Widerstandserhöhung durch Stromverdrängung [1] gilt mit  $W_e$  = Echtwiderstand  
 $W$  = Gleichstromwiderstand

$$x = \frac{\rho}{2} \sqrt{\pi \cdot \kappa \cdot f \cdot \mu_0} \approx 0,1 \rho [\text{cm}] \sqrt{\kappa \left[ \frac{\text{S}}{\text{cm}} \right] \cdot f [\text{MHz}]}$$

für  $x \ll 1$   $W_e = W \left( 1 + \frac{x^4}{3} \right).$

Die Stromverdrängung läßt sich demnach praktisch vermeiden durch Wahl sehr kleiner Drahtradien  $\rho$  und eines Materials mit geringer Leitfähigkeit  $\kappa$ .

### 5. Berechnung der Induktivität $L$ .

Nach MAXWELL läßt sich die Induktivität mit Hilfe der „mittleren geometrischen Abstände“ (m. g. A.) bestimmen [2]. Es bedeuten:

$g_{ab} = g_{ba}$  = m. g. A. der Reuse vom Rückleiter und umgekehrt.  
 $g_{aa}$  = m. g. A. der Reuse von sich selbst.  
 $g_{bb}$  = m. g. A. des Rückleiters von sich selbst.

$$L = 2 \cdot l \cdot \ln \frac{g_{ab} g_{ba}}{g_{aa} g_{bb}} = 2 \cdot l \{ 2 \cdot \ln g_{ab} - \ln g_{aa} - \ln g_{bb} \} [nH].$$

m. g. A. der Reuse von sich selbst  $g_{aa}$ .

Im Querschnittsbild (Abb. 2) besteht der Reusenleiter aus  $n$  gleichen Kreisflächen  $f$  mit der Gesamt-

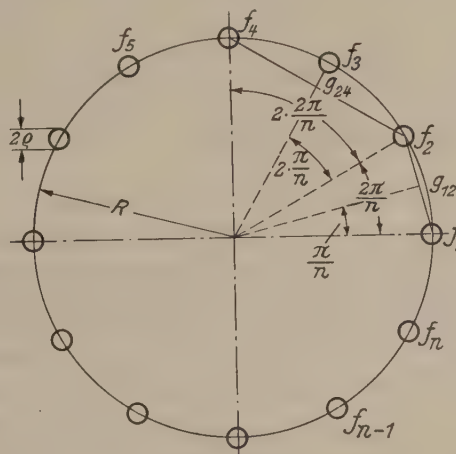


Abb. 2. Reuse.

fläche  $F = n f$ . Für seinen m. g. A. von sich selbst gilt mit

$$m = \frac{n}{2} \quad \text{bei geradzahligem } n, \quad \text{bzw.}$$

$$m = \frac{n+1}{2} \quad \text{bei ungeradzahligem } n$$

sowie

$g_{kk}$  = m. g. A. der Kreisfläche  $k$  von sich selbst.

$g_{kl}$  = m. g. A. der Kreisfläche  $k$  von der Kreisfläche  $l$ :

$$F^2 \ln g_{aa} = f_1^2 \ln g_{11} + f_2^2 \ln g_{22} + \dots + f_n^2 \ln g_{nn} \quad (n \text{ Glieder})$$

$$+ 2f_1 f_2 \ln g_{12} + 2f_2 f_3 \ln g_{23} + \dots + 2f_n f_1 \ln g_{n1} \quad (n \text{ Glieder})$$

$$+ 2f_1 f_3 \ln g_{13} + 2f_2 f_4 \ln g_{24} + \dots + 2f_n f_2 \ln g_{n2} \quad (n \text{ Glieder})$$

$$+ \dots$$

$$+ 2f_1 f_m \ln g_{1m} + \dots + 2f_n f_{m-1} \ln g_{n(m-1)} \quad (n \text{ Glieder})$$

$$+ 2f_1 f_{m+1} \ln g_{1(m+1)} + \dots + 2f_m f_n \ln g_{mn} \quad (m \text{ Glieder, nur bei geradzahligem } n)$$



Durch  $f_1 = f_2 = f_3 = \dots = f_m = \dots = f_n = \frac{F}{n}$

$$g_{11} = g_{22} = \dots = g_{mm} = \dots = g_{nn}$$

$$g_{12} = g_{23} = \dots = g_{m(m+1)} = \dots = g_{n1}$$

.....

$$g_{1m} = g_{2(m+1)} = \dots = g_{n(m-1)}$$

$g_{1(m+1)} = g_{2(m+2)} = \dots = g_{nm}$  vereinfacht sich obige Beziehung bei geradzahligem  $n$  zu:

$$F^2 \ln g_{aa} = \frac{F^2}{n^2} \cdot n \times$$

$$\left\{ \ln g_{11} + 2 \left[ \ln g_{12} + \ln g_{13} + \dots + \ln g_{1m} + \frac{1}{2} \ln g_{1(m+1)} \right] \right\};$$

$$n \ln g_{aa} = \ln g_{11} + 2 \left[ \ln g_{12} + \ln g_{13} + \dots + \ln g_{1m} \right] + \ln g_{1(m+1)}.$$

Bei ungeradzahligem  $n$  entfällt in diesen Gleichungen das letzte Glied.

Für Kreisflächen ist nun

$$g_{11} = \varrho \cdot e^{-\frac{1}{4}} \quad \ln g_{11} = \ln \varrho - \frac{1}{4}$$

$g_{1k}$  = Abstand der Mittelpunkte von Kreisfläche 1 und  $k$ .

Aus Abb. 2 folgt für die Mittelpunktsabstände:

$$g_{12} = 2 \cdot R \cdot \sin \left( 1 \cdot \frac{\pi}{n} \right)$$

$$\ln g_{12} = \ln 2 + \ln R + \ln \sin \left( 1 \cdot \frac{\pi}{n} \right)$$

$$g_{13} = 2 \cdot R \cdot \sin \left( 2 \cdot \frac{\pi}{n} \right)$$

$$\ln g_{13} = \ln 2 + \ln R + \ln \sin \left( 2 \cdot \frac{\pi}{n} \right)$$

.....

$$g_{1m} = 2 \cdot R \cdot \sin (m-1) \frac{\pi}{n}$$

$$\ln g_{1m} = \ln 2 + \ln R + \ln \sin (m-1) \frac{\pi}{n}$$

$$g_{1(m+1)} = 2 \cdot R \quad \ln g_{1(m+1)} = \ln 2 + \ln R$$

(nur bei geradzahligem  $n$ )

Durch Einsetzen dieser Werte ergibt sich bei geradzahligem  $n$ :

$$\begin{aligned} n \cdot \ln g_{aa} &= \ln \varrho - \frac{1}{4} + 2 \left( \frac{n}{2} - 1 \right) \cdot \ln 2 + \\ &+ 2 \left( \frac{n}{2} - 1 \right) \cdot \ln R + \ln 2 + \ln R + \\ &+ 2 \cdot \ln \left[ \sin \left( 1 \cdot \frac{\pi}{n} \right) \cdot \sin \left( 2 \cdot \frac{\pi}{n} \right) \dots \sin (m-1) \frac{\pi}{n} \right]; \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} n \cdot \ln g_{aa} &= \ln \varrho - \frac{1}{4} + (n-1) \cdot \ln 2 + (n-1) \cdot \ln R \\ &+ 2 \cdot \ln \left[ \sin \frac{1}{n} \pi \dots \sin \frac{(m-1)\pi}{n} \right] \end{aligned}$$

und bei ungeradzahligem  $n$ :

$$\begin{aligned} n \cdot \ln g_{aa} &= \ln \varrho - \frac{1}{4} + 2 \left( \frac{n+1}{2} - 1 \right) \cdot \ln 2 \\ &+ 2 \left( \frac{n+1}{2} - 1 \right) \cdot \ln R + \\ &+ 2 \cdot \ln \left[ \sin \left( 1 \cdot \frac{\pi}{n} \right) \cdot \sin \left( 2 \cdot \frac{\pi}{n} \right) \dots \sin (m-1) \frac{\pi}{n} \right]; \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} n \cdot \ln g_{aa} &= \ln \varrho - \frac{1}{4} + (n-1) \cdot \ln 2 + (n-1) \cdot \ln R \\ &+ 2 \cdot \ln \left[ \sin \frac{1}{n} \pi \dots \sin \frac{(m-1)\pi}{n} \right]. \end{aligned}$$

In beiden Fällen ist somit das Ergebnis dasselbe und nun noch das Produkt der sinus-Glieder zu bestimmen. Hierzu dient das aus der Theorie der Gamma-

funktion [3] bekannte Produkt:

$$\prod_{k=1}^{n-1} \sin \frac{k\pi}{n} = \frac{\pi}{2^{n-1}}.$$

Durch Auflösung in Teilprodukte ergibt sich hieraus bei geradzahligem  $n$ :

$$\prod_{k=1}^{n-1} \sin \frac{k\pi}{n} = \prod_{k=1}^{\frac{n}{2}-1} \sin \frac{k\pi}{n} \cdot \sin \frac{\frac{n}{2}\pi}{n} \cdot \prod_{k=\frac{n}{2}+1}^{n-1} \sin \frac{k\pi}{n};$$

bei ungeradzahligem  $n$ :

$$\prod_{k=1}^{n-1} \sin \frac{k\pi}{n} = \prod_{k=1}^{\frac{n-1}{2}} \sin \frac{k\pi}{n} \cdot \prod_{k=\frac{n+1}{2}}^{n-1} \sin \frac{k\pi}{n}.$$

Wie leicht zu erkennen ist, gilt ferner:

$$\prod_{k=\frac{n}{2}+1}^{n-1} \sin \frac{k\pi}{n} = \prod_{k=1}^{\frac{n}{2}-1} \sin \frac{k\pi}{n} \quad \text{bzw.}$$

$$\prod_{k=\frac{n+1}{2}}^{n-1} \sin \frac{k\pi}{n} = \prod_{k=1}^{\frac{n-1}{2}} \sin \frac{k\pi}{n}.$$

Mit  $\left( \frac{n}{2} - 1 \right) = m - 1$  für geradzahliges  $n$  bzw.

$\left( \frac{n-1}{2} \right) = m - 1$  für ungeradzahliges  $n$  wird immer

$$\begin{aligned} \prod_{k=1}^{m-1} \sin \frac{k\pi}{n} &= \sqrt{\left( \prod_{k=1}^{m-1} \sin \frac{k\pi}{n} \right)^2} = \sqrt{\prod_{k=1}^{m-1} \sin \frac{k\pi}{n}} \\ &= \sqrt{\frac{n}{2^{m-1}}}; \end{aligned}$$

$$2 \cdot \ln \left[ \sin \frac{1}{n} \pi \dots \sin \frac{(m-1)\pi}{n} \right] = \ln n - (m-1) \cdot \ln 2$$

und damit:

$$\begin{aligned} n \cdot \ln g_{aa} &= \ln \varrho - \frac{1}{4} + (n-1) \cdot \ln R + \ln n \\ &= n \cdot \ln R - \ln R - \frac{1}{4} + \ln (n \cdot \varrho) \\ \ln g_{aa} &= \ln R - \frac{1}{n} \left( \frac{1}{4} + \ln \frac{R}{n \cdot \varrho} \right). \end{aligned}$$

*m. g. A. des Rückleiters von sich selbst  $g_{bb}$ .*

Der Rückleiter hat Kreisringflächen-Querschnitt. Für den m. g. A. einer Kreisringfläche von sich selbst ergibt sich mit

$$r = \frac{r_a + r_i}{2} \quad \text{und} \quad \delta = \frac{r_a - r_i}{r_a + r_i}$$

durch Reihenentwicklung:

$$\ln g_{bb} = \ln r + \frac{\delta}{3} + \frac{\delta^2}{6} - \frac{\delta^3}{15} + \frac{\delta^4}{60} - \frac{\delta^5}{105} + \frac{\delta^6}{210}.$$

*m. g. A. der Reuse vom Rückleiter und umgekehrt  $g_{ab}$*

a) Reuse außerhalb (Abb. 1):

Der m. g. A. zweier Kreise (Linie oder Fläche) von einander, deren Mittelpunktsabstand größer ist als die Summe ihrer Radien, ist nach MAXWELL gleich dem Mittelpunktsabstand. Da hiernach der m. g. A. jedes einzelnen Reusendrahtes vom Rückleiter gleich dem



senradius  $R$  ist, ist auch der m. g. A. der gesamten se vom Rückleiter

$$g_{ab} = g_{ba} = R \quad \text{und} \quad \ln g_{ab} = \ln R.$$

b) Reuse innerhalb:

Der m. g. A. einer Kreisfläche innerhalb einer Kreisfläche von dieser Kreisringfläche ergibt sich mit

$$r = \frac{r_a + r_i}{2} \quad \text{und} \quad \delta = \frac{r_a - r_i}{r_a + r_i}$$

ch Reihenentwicklung:

$$\ln g_{ab} = \ln r + \frac{\delta^2}{6} + \frac{\delta^4}{60} + \frac{\delta^6}{210}.$$

diesen Werten für die verschiedenen m. g. A. folgt die Induktivität der Anordnung:

a) Reuse außerhalb:

$$= 2 \cdot l.$$

$$\left\{ \ln \frac{R}{r} + \frac{1}{n} \cdot \left( \frac{1}{4} + \ln \frac{R}{n \cdot \varrho} \right) - \frac{\delta}{3} - \frac{\delta^2}{6} + \frac{\delta^3}{15} \dots \right\} [nH].$$

b) Reuse innerhalb:

$$= 2 \cdot l.$$

$$\left\{ \ln \frac{r}{R} + \frac{1}{n} \cdot \left( \frac{1}{4} + \ln \frac{R}{n \cdot \varrho} \right) - \frac{\delta}{3} + \frac{\delta^2}{6} + \frac{\delta^3}{15} \dots \right\} [nH].$$

etzt man  $v = \frac{R}{r}$  bei  $R > r$  d. h. Reuse außerhalb

und  $v = \frac{r}{R}$  bei  $r > R$  d. h. Reuse innerhalb,

wird bei vernachlässigbar kleinem  $\delta = \frac{r_a - r_i}{r_a + r_i} \ll 1$ ,

s bei Verwendung eines Blechzylinders als Rückleiter stets der Fall ist, mit guter Näherung allgemein:

$$L = 2 \cdot l \cdot \left\{ \ln v + \frac{1}{n} \cdot \left( \frac{1}{4} + \ln \frac{R}{n \cdot \varrho} \right) \right\} [nH].$$

Der induktive Anteil der Zeitkonstante  $T_L = \frac{L}{W}$ .

$$T_L = \frac{L}{W} = 2 \cdot \pi \cdot \kappa \cdot n \cdot \varrho^2 \cdot \left\{ \ln v + \frac{1}{n} \cdot \left( \frac{1}{4} + \ln \frac{R}{n \cdot \varrho} \right) \right\} [ns];$$

$$T_L = 2 \cdot \pi \cdot \kappa \cdot \varrho^2 \cdot \left( n \cdot \ln v + \ln \frac{R}{n \cdot \varrho} + \frac{1}{4} \right) [ns].$$

a die Reusenlänge  $l$  hierin nicht eingeht, lassen sich verschieden große Widerstände mit gleichem induktiven Anteil der Zeitkonstante  $T_L$  dadurch herstellen, daß bei unveränderten  $\varrho$ ,  $R$ ,  $r$ ,  $n$  und  $\kappa$  nur die Reusenlänge verändert wird.

Die Differentiation von  $T_L$  nach  $n$  ergibt ein Minimum an induktivem Anteil der Zeitkonstante  $T_{min}$  für  $n^* = \frac{1}{\ln v}$ :

$$T_{min} = 2 \cdot \pi \cdot \kappa \cdot \varrho^2 \cdot \left( 1,25 + \ln \frac{R \cdot \ln v}{\varrho} \right) [ns].$$

Setzt man in der allgemeinen Gleichung für  $T_L$   $= \alpha \cdot n^*$ , wobei  $n$  die tatsächlich gewählte von der optimalen Drahtzahl  $n^*$  abweichende Drahtzahl ist, erhält man:

$$T_L = 2 \cdot \pi \cdot \kappa \cdot \varrho^2 \cdot \left( \alpha + \frac{1}{4} - \ln \alpha + \ln \frac{R \cdot \ln v}{\varrho} \right) [ns];$$

$$T_L = 2 \cdot \pi \cdot \kappa \cdot \varrho^2 \cdot \left( 1,25 + \ln \frac{R \cdot \ln v}{\varrho} + \alpha - 1 - \ln \alpha \right) [ns];$$

$$T_L = T_{min} \cdot (1 + x) \quad \text{wobei} \quad x = \frac{\alpha - 1 - \ln \alpha}{1,25 + \ln \frac{R \cdot \ln v}{\varrho}}.$$

Der Faktor  $x$  gibt somit an, um wieviel der induktive Anteil der Zeitkonstante  $T_L$  durch Abweichen von der optimalen Drahtzahl  $n^*$  größer wird, als das Minimum  $T_{min}$ .

7. Der kapazitive Anteil der Zeitkonstante  $T_C = C \cdot W$ .

Über den kapazitiven Anteil der Zeitkonstante  $T_C$  wurde nur eine Betrachtung der Größenordnung angestellt.

Die Kapazität der Schleife Reuse-Rückleiter  $C$  ist ein Drittel der Kapazität Reuse-Rückleiter ohne Verbindung beider [2]. Als Näherung für die Kapazität Reuse-Rückleiter ohne Verbindung beider wurde die Kapazität zweier coaxialer Zylinder mit dem Verhältnis der Radien  $v$  angenommen. Dann ist:

$$C = \frac{1}{3} \cdot \frac{1,113}{2} \cdot \frac{l}{\ln v} [pF].$$

Diese Kapazität ist jedenfalls zu groß, so daß:

$$T_C < C \cdot W = \frac{1}{3} \cdot \frac{1,113 \cdot 10^{-12}}{2} \cdot \frac{l}{\ln v} \cdot \frac{1}{\kappa} \cdot \frac{l}{\pi \cdot n \cdot \varrho^2} [s];$$

$$T_C < \frac{5,9 \cdot 10^{-5}}{\kappa \cdot n} \cdot \frac{l^2}{\varrho^2 \ln v} [ns] \quad \text{und mit} \quad n = \alpha \cdot n^* = \frac{\alpha}{\ln v};$$

$$T_C < \frac{2,36 \cdot 10^{-4}}{\kappa \cdot \alpha} \cdot \left( \frac{l}{2 \varrho} \right)^2 [ns].$$

Bei den ausgeführten Reusen-Meßwiderständen zeigte sich, daß  $T_C \ll T_L$  war, so daß sich eine genauere Bestimmung von  $T_C$  erübrigte<sup>1</sup>.

### 8. Ausgeführte Reusen-Meßwiderstände.

In Anbetracht der extrem kleinen Zeitkonstanten ist bei der Ausführung derartiger Reusen-Meßwiderstände darauf zu achten, daß der mechanische Aufbau von Zuleitungen, Meßleitungen u. ä. nicht größere Zeitkonstanten besitzt als der Widerstand selbst.

Im folgenden seien drei ausgeführte Reusen-Meßwiderstände beschrieben.

A. Reuse außerhalb.

Zweck: Strom-Meßwiderstand an einem Funkenkreis.

Aufbau siehe Abb. 3.

Maße:  $r = 7,15$  [cm]

$R = 7,28$  [cm]

$l = 5,6$  [cm]

$n = 144$

$\kappa = 2,0 \cdot 10^{-4}$  [S/cm]

$\varrho = 1,5 \cdot 10^{-3}$  [cm]

$W = 0,275$  [ $\Omega$ ]

$T_L = 1,8$  [ns]

$T_C \leq 0,016$  [ns].

B. Reuse innen.

Zweck: Dämpfungswiderstand in einem Funkenkreis mit sehr kleiner Induktivität.

Aufbau siehe Abb. 4

<sup>1</sup> Es wurden Nomogramme aufgestellt, aus denen  $T_L$  und  $T_C$  in Abhängigkeit von den räumlichen Abmessungen bestimmt werden können. Lichtpausen hiervon können auf Wunsch bei den Verfassern angefertigt werden.



Maße:  $r = 7$  [cm] $R = 2$  [cm] $l = 6$  [cm] $n = 8$  $\kappa = 1,0 \cdot 10^4$  [S/cm] $\varrho = 1,0 \cdot 10^{-3}$  [cm]Maße:  $W = 23,8$  [ $\Omega$ ] $T_L = 1,0$  [ns] $T_C \leq 0,02$  [ns].

C. Reuse innen.

Zweck: 10  $\Omega$ -Widerstandsnormal für Brückenmessungen von Prof. SCHERING.

Aufbau siehe Abb. 5

Maße:  $r = 1,23$  [cm] $R = 1,0$  [cm] $l = 3,7$  [cm] $n = 12$  $\kappa = 0,98 \cdot 10^4$  [S/cm] $\varrho = 1,0 \cdot 10^{-3}$  [cm] $W = 10,0$  [ $\Omega$ ] $T_L = 0,45$  [ns] $T_C = 0,035$  [ns]Die Messung der Zeitkonstanten  $T$  (durch Prof. SCHERING) ergab:

$$T = +0,7$$
 [ns].

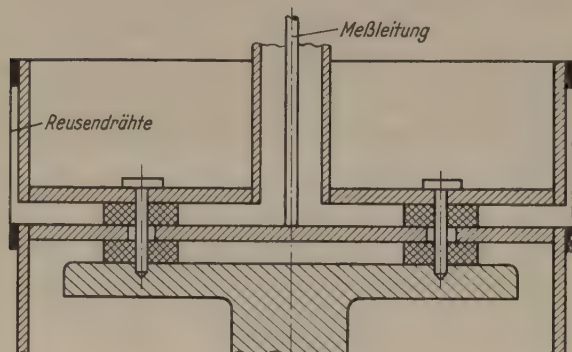
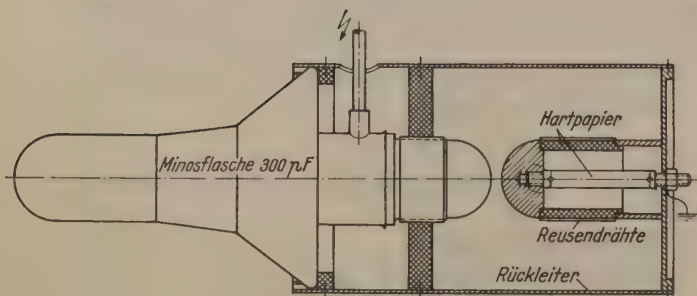
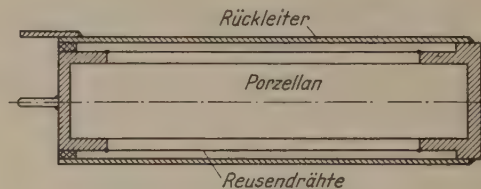
Abb. 3.  
Strommeßwiderstand  
in einem Funkenkreis.

Abb. 4. Dämpfungswiderstand in einem Funkenkreis.

Abb. 5. 10  $\Omega$ -Widerstandsnormal für Brückenmessungen  
mit Hochfrequenz.

## 9. Zusammenfassung.

Es wird ein Meßwiderstand in Form einer Reuse mit konzentrischem Rückleiter beschrieben, der durch seine geringe Zeitkonstante besonders für Funkenkreisuntersuchungen und Messungen bei Hochfrequenz geeignet ist. Der induktive Anteil der Zeitkonstante  $T_L$  wird ausführlich berechnet und gezeigt, unter welchen Bedingungen ein Minimum an induktivem Anteil der Zeitkonstante erreicht werden kann.

Der kapazitive Anteil der Zeitkonstante  $T_C$  wird größtenteils durch eine Näherung ausgedrückt. Er erweist sich im allgemeinen klein gegenüber dem induktiven Anteil.

Einzelheiten über einige ausgeführte Meß-Widerstände wurden angegeben.

**Literatur.** [1] KÜPFMÜLLER: Einführung in die theoretische Elektrotechnik. 3. Aufl. Berlin 1942. — [2] ORLICH: Kapazität und Induktivität, in: BENISCHKE: Elektrotechnik in Einzeldarstellungen XIV. Braunschweig 1909. — [3] LENSE: Reihenentwicklungen der mathematischen Physik. 2. Aufl. Berlin 1947.

Dipl.-Ing. K. B. WESTENDORF: (20a) Hannover.

Techn. Hochschule, Hochspannungsinstitut.

Dipl.-Ing. F. Lappe, (13a) Erlangen, Bismarckstr. 4.

## Der Diodengleichrichter.

Von D. GEIST, Nürnberg.

Mit 4 Textabbildungen.

(Eingegangen am 18. Oktober 1950.)

## 1. Einleitung.

In den letzten Jahren gewannen die Trockengleichrichter und Kristalldioden immer mehr an Bedeutung. Im folgenden wird näherungsweise die C-Gleichrichtung (Gleichrichtung mit Kondensator) mit diesen Gleichrichtern durchgerechnet. Die Kennlinie der Gleichrichter wird dabei durch eine im Nullpunkt geknickte Gerade ersetzt. Im Unterschied zu den bisherigen Darstellungen [1] wird für die Sperrichtung ein Widerstand endlicher Größe angesetzt. Es fließt also bei negativer Anodenspannung (im Gegensatz zu den Röhren) der sog. Sperrstrom. Für den Stromflußwinkel wird eine für den Fall der linear geknickten Kennlinie streng gültige Gleichung angegeben, die

knickte Gerade ersetzt. Im Unterschied zu den bisherigen Darstellungen [1] wird für die Sperrichtung ein Widerstand endlicher Größe angesetzt. Es fließt also bei negativer Anodenspannung (im Gegensatz zu den Röhren) der sog. Sperrstrom. Für den Stromflußwinkel wird eine für den Fall der linear geknickten Kennlinie streng gültige Gleichung angegeben, die



nicht nur für sehr große<sup>1</sup>, sondern alle Werte der Kapazität  $C$  gültig ist. Dadurch wird die behandelte Gleichrichterschaltung einer ausführlicheren Behandlung zugänglich, als dies die bisher üblichen Formeln ermöglichten.

### Die Differentialgleichung für die Spannung am Gleichrichter.

Vorausgesetzt werde die in Abb. 1 gezeigte Anordnung. Die Parallelschaltung von Kondensator  $C$  und Lastwiderstand  $R_1$  wird in Reihe mit dem Gleichrichter und dem Widerstand  $R_5$  an die Wechselspannungsquelle angeschlossen (in den Widerstand  $R_5$  kann man den Innenwiderstand der Spannungsquelle mit einbeziehen).

Es gelten dann die folgenden sechs Gleichungen:

Summe der Spannungen  

$$u_0 = u_1 + u_3 + u_5; \quad (1)$$

Summe der Ströme  

$$i_0 = i_1 + i_2; \quad (2)$$

Spannungsabfall am Lastwiderstand  $R_1$   

$$u_1 = i_1 R_1; \quad (3)$$

Spannungsabfall am Vorwiderstand  $R_5$   

$$u_5 = i_0 R_5; \quad (4)$$

Spannungsänderung des Kondensators  

$$C \frac{du_1}{dt} = i_2; \quad (5)$$

Kennlinie des Gleichrichters  

$$i_0 = f(u_3). \quad (6)$$

Alle Spannungen und Ströme sind Funktionen der Zeit  $t$ .

Für die Spannung am Gleichrichter ergibt sich nach Elimination der anderen Unbekannten die Differentialgleichung

$$\left. \begin{aligned} + R_5 \frac{df(u_3)}{du_3} \frac{du_3}{dt} + \frac{1}{C} \left( 1 + \frac{R_5}{R_1} \right) f(u_3) + \frac{1}{CR_1} u_3 \\ = \frac{du_0(t)}{dt} + \frac{1}{CR_1} u_0(t). \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

### 3. Lösung der Differentialgleichung für die linear-geknickte Kennlinie.

Für die Kennliniengleichung (6) machen wir den Ansatz

$$\left. \begin{aligned} f(u_3) &= \frac{1}{R_\lambda} u_3 & u_3 \geq 0; & \quad (8a) \\ f(u_3) &= \frac{1}{R_\sigma} u_3 & u_3 \leq 0 & \quad (8b) \end{aligned} \right\}$$

( $R_\lambda < R_\sigma$ ); er entspricht der in Abb. 2 gezeigten im Nullpunkt geknickten Kennlinie. Den Widerstand  $R_5$  nehmen wir gleich null an (wünscht man ihn zu berücksichtigen, so kann man ihn in die Gleichrichterkennlinie mit einbeziehen).

<sup>1</sup> Neben unendlich hohem Sperrwiderstand wird eine sehr große Kapazität in den unter [1] angegebenen Darstellungen vorausgesetzt.

Für die Eingangsspannung setzen wir an

$$u_0 = \hat{u} \sin \omega t. \quad (9)$$

Gleichung (7) geht dann über in

$$\left. \begin{aligned} \frac{du_3}{dt} + \left( \frac{1}{CR_\lambda} + \frac{1}{CR_1} \right) u_3 &= \hat{u} \times \\ &\left( \omega \cos \omega t + \frac{1}{CR_1} \sin \omega t \right) & u_3 \geq 0; \end{aligned} \right\} \quad (10a)$$

$$\left. \begin{aligned} \frac{du_3}{dt} + \left( \frac{1}{CR_\sigma} + \frac{1}{CR_1} \right) u_3 &= \hat{u} \times \\ &\left( \omega \cos \omega t + \frac{1}{CR_1} \sin \omega t \right) & u_3 \leq 0. \end{aligned} \right\} \quad (10b)$$

a) Strenge Formeln.

Die Integration dieser Differentialgleichungen (gewöhnliche, lineare DGLn. 1. Ordnung mit konstanten Koeffizienten) liefert bekanntlich

$$\left. \begin{aligned} u_3 &= C_1 e^{-\lambda t} + U_\lambda \left( A_\lambda \sin \omega t + \frac{\omega}{\lambda} \cos \omega t \right) \\ &u_3 \geq 0; \end{aligned} \right\} \quad (11a)$$

$$\left. \begin{aligned} u_3 &= C_2 e^{-\Sigma t} + U_\sigma \left( A_\sigma \sin \omega t + \frac{\omega}{\sigma} \cos \omega t \right) \\ &u_3 \leq 0. \end{aligned} \right\} \quad (11b)$$

Dabei haben wir die folgenden Abkürzungen eingeführt

$$\lambda = CR_\lambda, \quad \sigma = CR_\sigma, \quad \tau = CR_1; \quad (12a, b, c)$$

$$A = \frac{1}{\lambda} + \frac{1}{\tau}, \quad \Sigma = \frac{1}{\sigma} + \frac{1}{\tau}; \quad (13a, b)$$

$$A_\lambda = \omega^2 + \frac{1}{\tau} A, \quad A_\sigma = \omega^2 + \frac{1}{\tau} \Sigma; \quad (14a, b)$$

$$U_\lambda = \frac{\hat{u}}{\omega^2 + A^2}, \quad U_\sigma = \frac{\hat{u}}{\omega^2 + \Sigma^2}. \quad (15a, b)$$

Die Gesamtlösung ist stückweise aus (11a) und (11b) zusammenzusetzen. Im nichtstationären Fall ist bei jedem Nulldurchgang der Spannung  $u_3$  die Konstante  $C_1$  bzw.  $C_2$  neu zu bestimmen.

Im folgenden betrachten wir nur den stationären Fall. Jeweils nach Ablauf der Zeit  $T = 2\pi/\omega$  muß  $u_3$  wieder denselben Wert annehmen. Es genügt dann, den Spannungsverlauf während einer vollen Periode zu berechnen. Er ist bekannt, wenn die Zeitpunkte des Nulldurchgangs der Spannung  $u_3$  (bezogen auf die der Spannung  $u_0$ ) sowie die Konstanten  $C_1$  und  $C_2$  bestimmt sind.

Wir nehmen an, daß zwischen dem Zeitpunkt  $t_0$  und dem späteren Zeitpunkt  $\delta$  die Spannung  $u_3$  positiv sei, von  $\delta$  bis  $(t_0 + T)$  ist sie dann negativ. Für die Zeitpunkte  $t_0, \delta, (t_0 + T)$  muß  $u_3$  verschwinden. Das liefert vier Bedingungsgleichungen für  $C_1, C_2, t_0$  und  $\delta$ :

$$0 = C_1 \exp(-\lambda t_0) + U_\lambda \left( A_\lambda \sin \omega t_0 + \frac{\omega}{\lambda} \cos \omega t_0 \right) \quad (16a)$$

$$0 = C_1 \exp(-\lambda \delta) + U_\lambda \left( A_\lambda \sin \omega \delta + \frac{\omega}{\lambda} \cos \omega \delta \right) \quad (16b)$$

$$0 = C_2 \exp(-\Sigma \delta) + U_\sigma \left( A_\sigma \sin \omega \delta + \frac{\omega}{\sigma} \cos \omega \delta \right) \quad (16c)$$

$$0 = C_2 \exp(-\Sigma(t_0 + T)) + U_\sigma \left( A_\sigma \sin \omega t_0 + \frac{\omega}{\sigma} \cos \omega t_0 \right) \quad (16d)$$



Elimination von  $C_1$  und  $C_2$  liefert zur Bestimmung von  $t_0$  und  $\delta$ , bzw.  $\varphi$  oder  $\Theta$ , wenn wir  $\delta - t_0 = \Theta$ ;  $2\varphi = \omega\Theta$  einführen<sup>1</sup>

$$\operatorname{tg} \omega t_0 = \frac{\sin \beta_\lambda - e^{A\Theta} \sin(2\varphi + \beta_\lambda)}{-\cos \beta_\lambda + e^{A\Theta} \cos(2\varphi + \beta_\lambda)}; \quad (17a)$$

$$\operatorname{tg} \omega t_0 = \frac{\sin \beta_\sigma - e^{\Sigma(\Theta - T)} \sin(2\varphi + \beta_\sigma)}{-\cos \beta_\sigma + e^{\Sigma(\Theta - T)} \cos(2\varphi + \beta_\sigma)}. \quad (17b)$$

Dabei gelten die Abkürzungen

$$\beta_\lambda = \arctg \frac{\omega}{\lambda A_\lambda}; \quad \beta_\sigma = \arctg \frac{\omega}{\sigma A_\sigma}. \quad (18a, b)$$

Hat man das Gleichungssystem (17) gelöst, so folgen  $C_1$  und  $C_2$  aus (16). Dann läßt sich der Verlauf sämtlicher Spannungen und Ströme berechnen.

Das Strom- bzw. Spannungsmaximum am Gleichrichter tritt zur Zeit  $t_m$  auf, die charakterisiert ist durch

$$du_3/dt|_{t=t_m} = 0.$$

Hierfür gilt die Bestimmungsgleichung (im Intervall  $u_3 \geq 0$ )

$$0 = -A C_1 e^{-A t_m} + U_\lambda \sqrt{A_\lambda^2 + \frac{\omega^2}{\lambda^2}} \cos(\omega t_m + \beta_\lambda) \quad (19)$$

(analog für das Intervall  $u_3 \leq 0$ ).

b) Die wichtigsten Größen in zweiter Näherung.

Die transzendenten Gleichungen (17) erlauben keine explizite Auflösung; deshalb erscheinen die Formeln des Abschnitts 3a etwas undurchsichtig. Häufig sind jedoch die Größen  $\omega$ ,  $C$ ,  $R_\lambda$ ,  $R_\sigma$ ,  $R_1$  so beschaffen, daß

$$\frac{1}{\omega \lambda}, \quad \frac{1}{\omega \sigma}, \quad \frac{1}{\omega \tau}, \quad \frac{A}{\omega}, \quad \frac{\Sigma}{\omega}$$

von der Größenordnung  $\varepsilon$  sind, wobei  $\varepsilon \ll 1$  ist. Wir werden im folgenden Formeln angeben, die Glieder der Ordnung  $\varepsilon^2$  noch berücksichtigen.

Am wichtigsten ist die Bestimmung der Zeitdauer  $\Theta$ , während der der Gleichrichter „durchläßt“. Für den mit  $\Theta$  verknüpften Stromflußwinkel  $\varphi = \omega\Theta/2$  gilt die Gleichung<sup>2</sup>

$$p_\lambda = p_\sigma, \quad (20)$$

wobei

$$p_\lambda = -\frac{1}{\omega \lambda} + \frac{A}{\omega} \varphi \operatorname{ctg} \varphi; \quad (21a)$$

$$p_\sigma = -\frac{1}{\omega \sigma} + \frac{\Sigma}{\omega} \psi \operatorname{ctg} \psi \quad (\psi = \varphi - \pi). \quad (21b)$$

Gleichung (20) ist ebenso wie Gl. (17) transzendent, aber wesentlich einfacher als letztere. Setzt man nunmehr  $\varphi$  als bekannt voraus, so lassen sich die weiteren Größen explizit angeben

$$\omega t_0 = \frac{\pi}{2} - \varphi + \gamma; \quad (22)$$

$$\omega \delta = \frac{\pi}{2} + \varphi + \gamma; \quad (23)$$

$$\gamma = p_\lambda = p_\sigma. \quad (24)$$

$\gamma$  trägt üblicherweise den Namen „Unsymmetrie-

<sup>1</sup> Zusammenfassen von (17a) und (17b) liefert eine Gleichung für die einzige Unbekannte  $\varphi$ , den sog. Stromflußwinkel.

<sup>2</sup> Graphische Lösung s. Abb. 4.

winkel“. Er ist ein Maß für die Abweichung der Mittelwertspannung von der Durchlaßperiode von  $\pi/2$  (s. Abb. 3).

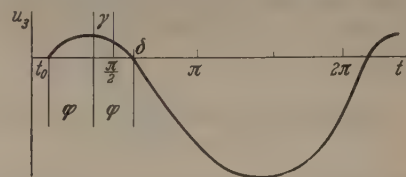


Abb. 3. Verlauf der Spannung am Gleichrichter.

Die Gleichungen (20) bis (24) sind durch konstante Entwicklung der Gleichung (17) bis zu Gl.

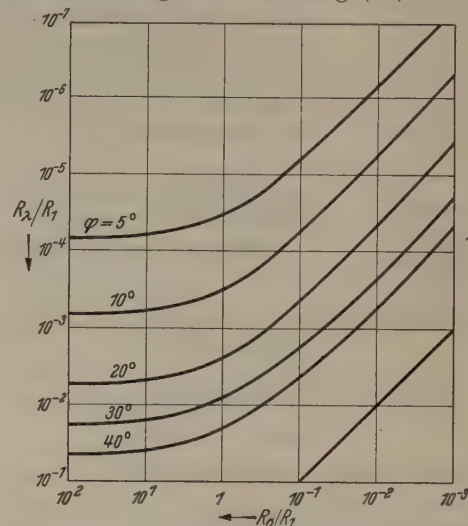


Abb. 4. Graphische Lösung der Gleichung (20) für den Stromflußwinkel  $\varphi$ . [Vgl. hierzu Gl. (12) u. (13).] Gl. (20) liefert solange eine brauchbare Näherung, als

$$\frac{1}{CR_\lambda}, \quad \frac{1}{CR_\sigma}, \quad \frac{1}{CR_1} < \frac{\omega}{10}$$

den der Größenordnung  $\varepsilon^2$  zu gewinnen. Aus den Gleichungen (14), (15), (16) und (21) folgen die zur Berechnung von  $u_3$  notwendigen Größen:

$$U_\lambda A_\lambda = \hat{u} \left(1 - \frac{A}{\omega^2 \lambda}\right); \quad U_\lambda \frac{\omega}{\lambda} = \hat{u} \frac{1}{\omega \lambda}. \quad (25a)$$

$$U_\sigma A_\sigma = \hat{u} \left(1 - \frac{\Sigma}{\omega^2 \sigma}\right); \quad U_\sigma \frac{\omega}{\sigma} = \hat{u} \frac{1}{\omega \sigma}. \quad (26a)$$

$$C_1 = -\hat{u} \cos \varphi \left\{ 1 + \frac{\pi}{2} \frac{A}{\omega} + \frac{A^2}{\omega^2} \times \left( \frac{\pi^2}{8} - \frac{\varphi^2}{2} - \frac{2}{\lambda A} + \frac{1}{2\lambda^2 A^2} + \varphi \operatorname{ctg} \varphi - \frac{1}{2} \varphi^2 \operatorname{ctg}^2 \varphi \right) \right\} \quad (27a)$$

$$C_2 = \hat{u} \cos \psi \left\{ 1 + \frac{3\pi}{2} \frac{\Sigma}{\omega} + \frac{\Sigma^2}{\omega^2} \times \left( 9 \frac{\pi^2}{8} - \frac{1}{2} \psi^2 - \frac{2}{\sigma \Sigma} + \frac{1}{2\sigma^2 \Sigma^2} + \psi \operatorname{ctg} \psi - \frac{1}{2} \psi^2 \operatorname{ctg}^2 \psi \right) \right\} \quad (27b)$$

$$\varphi - \pi = \psi.$$

Der Zeitmittelwert der Spannung ist

$$\bar{u}_3 = \frac{1}{T} \int_{t_0}^{t_0+T} u_3 dt = -\hat{u} \cos \varphi (1 + Q), \quad (28)$$

wobei

$$Q = \left\{ \operatorname{tg} \varphi \left( \frac{1}{\omega^2 \tau \lambda} - \frac{1}{\omega^2 \tau \sigma} \right) + \frac{\varphi}{\pi} \left( \frac{1}{2 \omega^2 \lambda^2} - \frac{A^2}{3 \omega^2} \varphi^2 - \frac{A^2}{2 \omega^2} \varphi^2 \operatorname{ctg}^2 \varphi \right) - \frac{\psi}{\pi} \left( \frac{1}{2 \omega^2 \sigma^2} - \frac{\Sigma^2}{3 \omega^2} \psi^2 - \frac{\Sigma^2}{2 \omega^2} \psi^2 \operatorname{ctg}^2 \psi \right) \right\}. \quad (29)$$



Mittelwert der Spannung  $u_1$  ist

$$u_1 = \overline{u_0 - u_3} = \overline{u_3} = \hat{u} (1 + Q) \cos \varphi, \quad (31)$$

ja  $\overline{u_0} = \hat{u} \sin \omega t = 0$  ist.

c) Weitere Größen in erster Näherung.

α) Die Zeitpunkte für die Extremwerte für Strom und Spannung folgen aus Gleichung (19). Es gilt

$$i_{\max} = \frac{\pi}{2} + \chi_\lambda; \quad \chi_\lambda = -\frac{1}{\omega\lambda} + \frac{A}{\omega} \cos \varphi; \quad (32) \quad (33)$$

$$i_{\max} = \frac{3\pi}{2} + \chi_\sigma; \quad \chi_\sigma = -\frac{1}{\omega\sigma} + \frac{\Sigma}{\omega} \cos \psi. \quad (34) \quad (35)$$

zugehörigen Strom- und Spannungswerte sind

$$i_{\max\lambda} = \hat{u}(1 - \cos \varphi); \quad i_{\max\lambda} = \hat{u}(1 - \cos \varphi)/R_\lambda; \quad (36) \quad (37)$$

$$i_{\max\sigma} = -\hat{u}(1 + \cos \varphi); \quad i_{\max\sigma} = -\hat{u}(1 + \cos \varphi)/R_\sigma. \quad (38) \quad (39)$$

merkenswert ist, daß der Winkel  $\chi$  nicht mit dem Symmetriewinkel übereinstimmt.

β) Gelegentlich interessiert die Änderung der Spannung  $du$ , wenn Fluß- und Sperrwiderstand Änderungen  $d\lambda$  bzw.  $d\sigma$  erleiden. Hierfür gilt

$$\left. \begin{aligned} d\bar{u} &= -\pi \hat{u} \cos \varphi \operatorname{ctg} \varphi \\ &\times \frac{\left(\frac{1}{\tau} + \frac{1}{\sigma}\right) \frac{d\lambda}{\lambda^2} - \left(\frac{1}{\tau} + \frac{1}{\lambda}\right) \frac{d\sigma}{\sigma^2}}{\left(\frac{1}{\lambda} - \frac{1}{\sigma}\right)^2} \end{aligned} \right\} \quad (40)$$

speziell  $\lambda \ll \tau \ll \sigma$ , so folgt

$$d\bar{u} \approx -\pi \hat{u} \cos \varphi \operatorname{ctg} \varphi \frac{\lambda}{\sigma} \left( \frac{\sigma}{\tau} \frac{d\lambda}{\lambda} - \frac{d\sigma}{\sigma} \right). \quad (41)$$

Änderungen von  $\lambda$  und  $\sigma$  wirken in entgegengesetztem Sinne, vermögen sich also u. U. zu kompensieren.

γ) Für die Praxis besteht speziell die Notwendigkeit, die aus der Wechselspannungsquelle entnom-

mene Leistung zu kennen:

$$N = \frac{1}{T} \int_{t_0}^{\delta} u_0 \frac{u_\lambda}{R_\lambda} dt + \frac{1}{T} \int_{\delta}^{t_0+T} u_0 \frac{u_\sigma}{R_\sigma} dt. \quad (42)$$

In erster Näherung erhält man hierfür

$$N = \frac{\hat{u}^2}{2\pi} \left\{ \frac{1}{R_\lambda} \left( \varphi - \frac{1}{2} \sin 2\varphi \right) - \frac{1}{R_\sigma} \left( \psi - \frac{1}{2} \sin 2\psi \right) \right\}. \quad (43)$$

Dann ist der Wirkungsgrad des Gleichrichters

$$\left. \begin{aligned} \eta &= \frac{N_1}{N} = \frac{\bar{u}_1^2}{R_1 N} = \\ &= \frac{2\pi \cos^2 \varphi}{\frac{R_1}{R_\lambda} \left( \varphi - \frac{1}{2} \sin 2\varphi \right) - \frac{R_1}{R_\sigma} \left( \psi - \frac{1}{2} \sin 2\psi \right)} \end{aligned} \right\} \quad (44)$$

### Zusammenfassung.

Für die der C-Gleichrichtung entsprechende Schaltung wird die zugehörige Differentialgleichung angegeben. Sie wird gelöst für den Fall der linear geknickten Kennlinie. Die hieraus konsequent entwickelten Näherungsformeln zweiter und erster Ordnung (entwickelt nach kleinen Parametern, die durch die Schaltelemente bestimmt sind), ermöglichen eine einfache Berechnung aller wichtigen Größen. Die Gleichungen für die Röhren sind als Spezialfall für unendlich großen Sperrwiderstand in den Formeln enthalten. Für die Lösung der transzendenten Gleichung für den Stromflußwinkel wird eine graphische Darstellung gegeben.

**Literatur.** [1] BARKHAUSEN, H.: Elektronenröhren, 4. Bd. — ROTHE, H. u. W. KLEEN: Bücherei der Hochfrequenztechnik, Bd. 5 und insbesondere J. KAMMERLOHER: Hochfrequenztechnik, Bd. 3.

Dr. DIETRICH GEIST, Nürnberg, Karlsbader Str. 20.

## Berichte.

### Bericht über die Halbleiter-Tagung vom 10.—15. Juli 1950 in Reading (England).

Von E. KRAUTZ, Braunschweig.

(Eingegangen am 23. August 1950.)

Die von der International Union of Physics und der Royal Society veranstaltete und von Prof. R. W. DITCHBURN und Prof. N. F. MOTT mit Unterstützung der Unesco ausgezeichnet organisierte Halbleiter-Tagung in Reading, die den Problemen des Leitungsmechanismus in Halbleitern gewidmet war, entsprach einem lebhaften Wunsche vieler Forscher nach allgemeinerem und freierem Erfahrungsaustausch, der die große Zahl der Teilnehmer von über 230 aus mehr als 15 Ländern bewies.

Der einleitende Vortrag von N. F. MOTT (Bristol, Engl.) gab eine Übersicht über die z. Zt. im Vordergrund stehenden Halbleiterprobleme und die Möglichkeiten ihrer Lösung vom Standpunkt der allgemeinen Theorie des Festkörpers aus. Die Berücksichtigung verschiedenartiger Störstellen im Inneren des Halbleiters reicht für eine quantitative Aufklärung aller Halbleitereigenschaften allein nicht aus, dazu muß in vielen Fällen auch der Einfluß der Ober-

fläche und ihr Zustand energetisch berücksichtigt werden.

Die sich unmittelbar anschließenden Vorträge befaßten sich mit den Eigenschaften verschiedener Halbleitersubstanzen im einzelnen. E. J. W. VERWEY (Holland) gab eine Zusammenfassung der in den Forschungslaboratorien von Philips, Eindhoven, in den letzten Jahren durchgeführten Untersuchungen an oxydischen Halbleitern. Auf Grund der Tatsache, daß die große elektrische Leitfähigkeit des  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  gegenüber den Oxyden der übrigen Übergangsmetalle vom Titan bis zum Zink sich durch das Auftreten verschiedenwertiger Ionen  $\text{Fe}^{++}$  und  $\text{Fe}^{+++}$  deuten läßt, wurden Metalloxyd-Mischkörper mit verschiedener Kristallstruktur und mit Metallionen in verschiedenen Wertigkeitsstufen hergestellt. Durch Mischungen des  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  mit  $\text{MgCr}_2\text{O}_4$  wurden technisch



brauchbare Halbleiterwiderstände erzeugt mit beliebigem, unterschiedlichem spezifischen Widerstand und Temperaturkoeffizienten des elektrischen Widerstandes. Behandelt wurden auch die magnetisch und dielektrisch ausgezeichneten Halbleiterstoffe mit großer Permeabilität und Dielektrizitätskonstante. G. BUSCH (Zürich) bewies erneut sein großes experimentelles Geschick mit seinen Untersuchungen am schwer zu handhabenden, pulverförmigen grauen Zinn. Gegenüber dem ebenfalls im Diamantgitter kristallisierenden Germanium und Silizium weist das extrem reine graue Zinn als Eigenhalbleiter eine sehr viel kleinere Aktivierungsenergie auf (0,1 eV). Der Hall-Koeffizient für graues Zinn nimmt erwartungsgemäß rasch mit abnehmender Temperatur zu. Die magnetische Widerstandsänderung ist bemerkenswert groß, desgl. die Thermokraft des grauen Zinns gegenüber dem weißen Zinn ( $100 \mu\text{V}/\text{Grad}$ ) im untersuchten Temperaturbereich ( $-100^\circ$  bis  $0^\circ \text{C}$ ). Die bei tiefen Temperaturen geringe Leitfähigkeit kann wie bei Ge und Si durch Fremdmetallzusätze (z. B. Al) beträchtlich erhöht werden. Diskutiert wurde auch die Frage nach der Existenz von im Diamantgitter kristallisierendem Blei und nach der zugehörigen Aktivierungsenergie. Es besteht keine Aussicht auf Gewinnung von derart kristallisierendem Blei. H. K. HENISCH (Reading, Engl.) beschrieb eine neue Anordnung zur Messung der Thermokraft an kleinen Halbleiterproben für große Temperaturbereiche bei beliebig einstellbarem Gasdruck. Die zusammen mit MARIE FRANÇOIS durchgeführten Messungen am geschmolzenen Selen ergaben eine hohe Thermokraft ( $700 \mu\text{V}/\text{Grad}$  gegen Nickel), die im Gegensatz zum Widerstand des Se gegenüber Quecksilber und Jod nicht empfindlich ist. J. VOLGER (Eindhoven) berichtete über die Abhängigkeit des Widerstandes polykristalliner (La, Sr)  $\text{MnO}_3$ -Sinterkörper von der Frequenz des Wechselfeldes und der elektrischen und magnetischen Feldstärke sowie über Halleffekts- und Thermokraftmessungen, insbesondere auch im Temperaturbereich um den Curiepunkt, wo Anomalien beobachtet werden. T. R. SCOTT und S. E. MAYER (Enfield, Engl.) wiesen auf diejenigen Aufgaben hin, die zweckmäßig von Ingenieuren und Chemikern noch eingehender behandelt werden müßten, so z. B. Fragen der Struktur und chemischen Zwischenschichten bei Halbleitern. P. C. BANBURY, H. A. GEBBIE und C. A. HOGARTH (Reading) teilten erfolgreiche Transistormessungen am defekthalbleitenden PbS mit, wobei die Emitterspitze negative, die Kollektorspitze positive Spannung gegen die Basiselektrode besitzt. In diesen Fällen wurden im Gegensatz zum üblichen n-Typ-Ge-Transistor an der Emitterspitze anstatt Defektelektronen Elektronen in das PbS injiziert. Diese Elektronen fließen zum beträchtlichen Teil von der Emitterspitze zur dicht benachbarten Kollektorspitze und ergeben so eine Spannungsverstärkung um das 120- bis 150fache und eine maximale Leistungsverstärkung bis zu 15 mW im Kollektorkreis. Die Defektelektronenbeweglichkeit ist beträchtlich geringer als beim Germanium. Sie beträgt bei Zimmertemperatur  $350 \text{ cm}^2/\text{Vsec}$ . Die Spannungsverstärkung nimmt für Signalfrequenzen oberhalb 1 MHz ziemlich stark ab. Auf Grund dieser Eigenschaften vermag der PbS-Detektor und -Transistor mit dem Ge-Detektor und -Transistor nicht zu konkurrieren.

Einen besonders bedeutsamen Vortrag hielt SHOCKLEY (Bell Telephone Laboratories, Murray Hill, New Jersey, USA.) über die Grundlagen und Fortschritte der Transistor-Forschung, die in den Bell Telephone-Laboratories durchgeführt wurde. Durch die Konstruktion des bandförmigen Transistors wurde es möglich, Beweglichkeitsmessungen der Ladungsträger durch direkte Laufzeitmessungen zu machen an Stelle von sonst üblichen kombinierten Leitfähigkeits- und Halleffektmessungen. Eingehend behandelt wurde auch der p-n-p-Transistor, bei dem ein überschußleitender Germaniumhalbleiter beidseitig von defektleitendem Germaniumhalbleiter flächenhaft umhüllt wird und die bei den ersten Transistorarten verwendeten Spitzkontakte vermieden werden können. Diese Untersuchungen haben schon zu technisch recht bedeutsamen Anwendungen in der Hochfrequenztechnik geführt. K. LARK-HOROVITZ (Purdue-Universität, Lafayette, Indiana, USA.) gab interessante Ergebnisse über die Beeinflussung der Leitungsart beim Durchgang durch Temperaturbehandlungen, Beimengungen und Beschädigung des Halbleiters mit Elementarteilchen bekannt. Besonders die Beschädigung mit Neutronen und  $\alpha$ -Teilchen gestattet einen dosierten Fremdmeteinbau durch Elementumwandlung. Durch geeignete Abschattung lassen sich beliebige Folgen von Halbleitern mit Mangel- und Überschußleitung herstellen. Die radioaktiven Indikatoren erlauben eine systematische Messung der Änderung der Fermischen Grenzenergie und Aktivierungsenergie mit zunehmender Störstellenkonzentration. Bei Ladungsträgerkonzentrationen von  $10^{15} \text{ cm}^{-3}$  wurden bei Zimmertemperatur bemerkenswert hohe Beweglichkeiten der Ladungsträger beim Ge bestimmt (bis  $2900 \text{ cm}^2/\text{Vsec}$ ). W. BRATTAIN (Bell Telephone Laboratories), einer der Erfinder des Ge-Transistors, untersuchte besonders die Wirkung der Oberflächenbeeinflussung am Si, z. B. durch Belichtung. Dadurch werden zusätzlich Paare von Elektronen und Defektelektronen in der Raumladungsrandschicht erzeugt, wodurch die Potentialverteilung abgeändert und eine systematische Untersuchung der Eigenschaften der Randschicht freilege. Halbleiteroberflächen ermöglicht wird. P. R. AIGRAULT, C. R. DUGAS und H. W. ETZEL (Paris) vermochten die Gleichrichtercharakteristik bei Ge, die hohen erreichten Sperrspannungen und die Temperaturabhängigkeit der Stromspannungscharakteristik durch die Annahme von Fangstellen in einer oberflächenschicht überschußleitenden Germaniums zu erklären, die auch die beobachteten Stromverstärkungen beim Ge-Transistor. Die Änderung der Suszeptibilität mit Temperatur und das Auftreten einer Anomalie in der Temperaturabhängigkeit der spezifischen Wärme von Germaniums wurden im Anschluß an die BETHES Theorie auf die Wechselwirkung zwischen Elektronen und Fremdionen zurückgeführt. Auf dieser Grundlage läßt sich eine Voraussage über die Abhängigkeit der Hallkonstante und der Leitfähigkeit von der äußeren magnetischen Feldstärke machen. R. SPROULL und W. W. TYLER (Cornell-Universität, Ithaca, USA.) ist es nach mühevollen dreijährigen Versuchen gelungen, Bariumoxyd-Einkristalle herzustellen, was eine sehr große experimentelle Leistung darstellt. Nunmehr konnten an diesem für Bariumoxydkathoden technisch so wichtigen Halbleiter systematische Messungen durchgeführt werden. Die gemessenen



Wellenlänge der Gitterabsorption liegt bei 0 Å, was einem Energieabstand zwischen Valenz- und Leitfähigkeitsband nach dem Bändermodell 3,74 eV entspricht. Außer der Abhängigkeit der Leitfähigkeit von der Temperatur und der Störstellenkonzentration wurde besonders eingehend die spektrale Verteilung der lichtelektrischen Empfindlichkeit sowie die Abhängigkeit der Photoleitung von der Temperatur und elektrischen Feldstärke untersucht. P. SMITH (Cornell-University) berichtete über Messungen der Leitfähigkeit an AgCl-Einkristallen in Abhängigkeit von der Temperatur, Stromdichte und Feldstärke. Die mittlere Lebensdauer für Elektronen in Defektelektronen wird zu  $1,7$  bis  $2,2 \cdot 10^{-6}$  sec geschätzt. Die Elektronenbeweglichkeit ergab sich 68 bis 73 cm<sup>2</sup>/Vsec, die Defektelektronenbeweglichkeit zu 41 cm<sup>2</sup>/Vsec bei  $-65^{\circ}$  C. Die angewandten Feldstärken lagen bei 144 bis 1270 V/cm. R. W. POHL (München) gab einen übersichtlichen Bericht über die Photo-Leitungsmechanismus bei Bestrahlung von Alkalihalogeniden mit Licht, Röntgen- und  $\alpha$ -Strahlen in einem sehr großen Temperaturbereich, insbesondere auch für tiefere Temperaturen. Selbst sehr reine Alkalihalogenide enthalten fast stets Spuren von Erdalkalihalogeniden als Verunreinigung. Die Erdalkalikalitionen können als Elektronenfangstellen wirken. Entgegen den Angaben in der Literatur können die Alkalihalogenidkristalle durchaus als Zählrohr für  $\alpha$ -Teilchen dienen, wie durch Kadenstrahlungsoszillogramme bewiesen werden konnte. Wesentlich größeren ermittelten Lebensdauern für Elektronen in Alkalihalogeniden gegenüber denen Silberchlorid nach L. P. SMITH sind vielleicht auf großen Unterschiede in den Störstellenkonzentrationen zurückzuführen. A. E. SANDSTRÖM (Upsala) untersuchte die Abhängigkeit des Widerstandes und der elektromotorischen Kraft von der Beleuchtungsstärke bei Selensperrschichtzellen.

E. W. J. MITCHELL und J. W. MITCHELL (Bristol) untersuchten in eleganter Weise die Elektronenabblösung von Ge durch Kontaktpotentialmessungen zwischen einer reinen Wolframelektrode und einer mit einem Ge-Film bedeckten zu  $4,77 \pm 0,05$  eV unter Zuhilfenahme einer Ablösearbeit bei  $W$  von  $4,56 \pm 0,02$  eV.

Die Konzentration der als Störstellen wirkenden Verunreinigung wurde zu  $10^{16}$ /cm<sup>3</sup> angenommen. P. H. MILLER jr. (Philadelphia, USA.) untersuchte kritisch die bisherigen Ergebnisse elektrischer und lichtelektrischer Messungen am ZnO. Die nach verschiedenen Methoden (elektrisch, lichtelektrisch, optisch, aus Fluoreszenzspektren und Feinstruktur der Absorptionskonstante) bestimmten Werte für den Energieabstand zwischen Valenzband und Leitfähigkeitsband streuen noch zu stark (1,6 bis 6,0 eV). Die Werte für die Elektronenbeweglichkeit liegen zwischen 5 und 10 cm<sup>2</sup>/Vsec. Messungen an Sinterkörpern müssen wegen der störenden Kristallkorngrenzen zwangsläufig zu kleine Werte für die Elektronenbeweglichkeit ergeben. H. KREBS (Bonn) betonte, daß die verschiedenen thermischen Behandlungsweisen bei Te, As und Sb zur Beeinflussung der Leitfähigkeit mit der Änderung des Kristallisationszustandes verknüpft sind. Wie bei Se vermögen sich Kristallisationsfäden in amorphen Phasen zu bilden. Es wurde die Erwartung ausgesprochen, daß solche Änderungen des Kristallisationszustandes und katalytische Prozesse eben-

falls bei thermischen Vorbehandlungen des Si und Ge von maßgeblichem Einfluß sein können. Schwarzer Phosphor konnte durch Halogenzugabe als Katalysator in bequemer Weise hergestellt werden, was BRIDGMAN nur bei sehr hohen Drucken (12 000 at) möglich gewesen war. Der von G. W. CASTELLAN und F. SEITZ (Illinois, USA.) angekündigte Vortrag über die Energiezustände von Fremdatomen im Si wurde von W. SHOCKLEY referiert. Es wurde festgestellt, daß die Aktivierungsenergie im Si nur von der Dichte der Fremdmetallkonzentration und nicht von der Dichte der Ladungsträger abhängt. Bei Zusätzen von P und B in Konzentrationen über  $5 \cdot 10^{18}$ /cm<sup>3</sup> geht die Aktivierungsenergie gegen Null. B. VODAR und N. MOSTOVETCH (Paris) behandelten die elektrische Leitfähigkeit sehr dünner Metallschichten, die vielfach nichtmetallische Eigenschaften aufweisen. Es erscheint in keiner Weise berechtigt, mit homogener, gleichmäßiger Bedeckung der Unterlage bei Aufdampfschichten zu rechnen. Die Schichten pflegen vielmehr zumeist sehr unregelmäßig zu wachsen. Das beweisen auch die Widerstandsänderungen in Abhängigkeit von der Zeit für die verschiedenen Metalle bei sonst gleichen Aufdampfbedingungen. Während der Logarithmus des Widerstandes bei Pt linear mit der Zeit fällt, zeigt z. B. W einen rascheren, Cu dagegen einen langsameren Abfall des Widerstandes mit der Zeit. T. J. GRAY (Bristol) untersuchte experimentell den Einfluß des Sauerstoffdruckes auf die Temperaturabhängigkeit der Leitfähigkeit bei Kupferoxyd und Manganoxyd. H. Y. FAN und M. BECKER (Lafayette) konnten durch Reflexionsmessungen bis ins ferne Ultrarot die Dielektrizitätskonstante des Ge zu 16 und die des Si zu 12 bestimmen. Der optisch und elektrisch gefundene Energieabstand von Valenzband und Leitfähigkeitsband stimmen miteinander genügend gut überein. Bemerkenswerterweise wird eine Verschiebung der Durchlässigkeitsgrenze im U. R. mit abnehmender Temperatur nach kürzeren Wellenlängen gefunden, sowohl für Ge als auch für Si. Bei Si stimmt der experimentell bestimmte Wert mit dem theoretisch zu erwartenden überein, was für Ge nicht gleich gut erfüllt ist. W. EHRENBERG und J. HIRSCH (London) gaben Beiträge zu Leitfähigkeitsänderungen im Festkörper bei Beschuß mit Elektronen geringerer Stromdichte und höherer Geschwindigkeit. R. A. SMITH (Engl.) gab einen sehr umfassenden Bericht über die elektrischen und optischen Eigenschaften der Metallsulfide, -selenide und -telluride. Unter diesen zeichnen sich die Bleiverbindungen bekanntlich dadurch aus, daß ihre Photoleitung sich sehr weit ins ultrarote Spektralgebiet erstreckt, bei PbS bis zu  $4,4 \mu$ , PbSe bis  $5,5 \mu$  und PbTe bis  $6,0 \mu$  bei einer Temperatur von  $90^{\circ}$  abs. Bemerkenswerterweise erfährt die langwellige Grenze der lichtelektrischen Empfindlichkeit mit steigender Temperatur eine Verschiebung nach kürzeren Wellenlängen. Als energetischer Abstand des Valenzbandes vom Leitfähigkeitsband wird für PbS 1,4 eV, für PbSe 1,05 eV und für PbTe 0,9 eV ermittelt. Sauerstoffbehandlungen haben einen sehr großen Einfluß auf die elektrischen und lichtelektrischen Eigenschaften dieser Verbindungen. Eine quantitative Aufklärung des recht merkwürdigen Verhaltens dieser Stoffe gelingt nicht mit dem einfachen Bändermodell allein, sondern dürfte nur durch Zuhilfenahme der SCHOTTKYschen Sperrschichttheorie gelingen. R. P. CHASMAR



und E. H. PUTLEY untersuchten in gleicher Weise die Temperaturabhängigkeit der Leitfähigkeit und des Hallkoeffizienten von photoleitfähigem PbS und PbTe im Dunkeln und bei Belichtung. Die Elektronenleitung im Dunkeln bei tiefen Temperaturen ist als Störstellenleitung anzusprechen, oberhalb von 500° abs. setzt bei PbTe die Eigenhalbleitung ein. Der energetische Abstand von Leitfähigkeitsband und Valenzband ergibt sich zu 0,62 eV, also kleiner als der aus optischen Absorptionsmessungen bestimmte Wert. Bei Zimmertemperatur wird in massiven Proben eine Elektronenbeweglichkeit festgestellt, die tausendfach größer als bei dünnen Aufdampfschichten ist. Die Beweglichkeit der Defektelektroden ist nur  $\frac{1}{4}$  so groß wie die der Elektronen.

Diese nicht nur für die Halbleiterforschung im engeren Sinn, sondern auch für die Festkörperfor-

schung ganz allgemein wertvollen Vorträge soll demnächst in einem Buch zusammengefaßt erscheinen.

Über die rein wissenschaftliche Diskussion der hier angeschnittenen Fragen hinaus lag der Wert dieser Tagung allem auch in der Herstellung persönlichen Kontaktes zwischen den einzelnen Forschern der verschiedensten Länder, wofür dank der auch vorzüglichsten äußeren Organisation der Tagung durch den Sekretär Dr. H. K. HENTSCH und seinen Helfer genügend viel Gelegenheit und Zeit gegeben war. In physikalischen Laboratorien, die in Reading besichtigt werden konnten, zeugten von sehr reger Forschungsarbeit allem auf dem optischen Gebiet und dem der Halbleiter. Dankbar angenommen wurde auch die Einladung von Prof. LORD CHERWELL zur Besichtigung des Clarendon-Laboratoriums in Oxford und die Einladung von Dr. T. E. ALLIBON zum Besuch der Forschungslaboratorien von vier großen elektrischen Firmen in Aldermaston.

Dozent Dr. E. KRAUTZ,  
(20 b) Braunschweig, Gutenbergstr.

## Buchbesprechungen.

**Matz, Werner: Die Thermodynamik des Wärme- und Stoffaustausches in der Verfahrenstechnik.** Frankfurt/Main: Steinkopff 1949. 355 S. u. 114 Abb. Geb. DMark 28.—.

Mit dem Wort „Verfahrenstechnik“ wird ein Gebiet umschrieben, das nach Umfang und Bedeutung ständig wächst. Bezeichnet es im Kern die wissenschaftliche Durchdringung und Ausgestaltung der in der chemischen Industrie angewandten Verfahren, so reichen doch die hier auftretenden Probleme von allgemein interessierenden Fragen der Thermodynamik, Hydrodynamik und physikalischen Chemie bis zu sehr speziellen, die zweckmäßige Gestaltung einzelner Apparateteile betreffenden Aufgaben. Bei der Fülle des damit angedeuteten Stoffes wird man auch von zusammenfassenden Darstellungen nicht eine erschöpfende und in jeder Hinsicht gleich vorbildliche Behandlung des ganzen Gebietes erwarten, wohl aber jede mit Sachkunde geschriebene Neuerscheinung als eine Bereicherung des sonst allzusehr in Einzelaufsätzen verstreuten Schrifttums begrüßen.

Auch das vorliegende Buch von W. MATZ ist in seinem Inhalt außerordentlich reichhaltig, verarbeitet eine sehr umfangreiche Literatur und zeugt von einer sowohl in die Breite wie in die Tiefe gehenden Sachkenntnis. In den allgemeinen Grundlagen wird insbesondere die Thermodynamik der Gemische in Anlehnung an die holländische Schule behandelt und die Bedeutung des Ähnlichkeitsprinzips erläutert. Bei der Behandlung von Wärme- und Stoffaustausch ist der Verfasser bestrebt, einheitliche Gesichtspunkte hervortreten zu lassen. Er geht darin manchmal etwas weit, wenn er für den einfachen Gegenstromwärmeaustauscher in Analogie zur Rektifikationssäule Gleichgewichts- und Rücklaufkurven einführt und auch den Begriff der Übergangseinheit nicht etwa an einer Füllkörpersäule, sondern am Beispiel des Gegenstroms erläutert. Es ist gewiß kein Mangel, wenn solche Fragen auch einmal von einem anderen Standpunkt betrachtet werden. Nur wäre für Leser, die eine Einführung in das Gebiet der Verfahrenstechnik erwarten, wenigstens ein Hinweis erwünscht, daß es sich in solchen Fällen nicht um die allgemein üblichen Rechenverfahren handelt.

Besonders eingehend wird der Wärme- und Stoffaustausch durch Blasen und Tropfen behandelt. Die aus der industriellen Praxis der Destillation, Adsorption, Absorption und Extraktion gebrachten Beispiele von Verfahren werden teilweise auch durch gut gewählte Zahlenrechnungen ergänzt und bilden wohl den Hauptvorteil des Buches. In ihnen zeigt sich die umfassende Sachkenntnis und Erfahrung des Verfassers.

Dagegen ist es schwer vorstellbar, daß die von ihm empfohlene vektorielle Darstellung der Thermodynamik, der er neben häufigen Hinweisen im Hauptteil auch einen 26 Seiten starken Anhang widmet, allgemeinen Anklang finden wird. Man darf doch nicht übersehen, daß die Bedeutung des Vektorbegriffes in der Hydrodynamik und Elektrodynamik nicht nur in einer Zusammenfassung der Gleichungen, sondern vor allem in der Invarianz der Vektorgleichungen gegen Ko-

ordinatentransformationen, die aber in der reinen Thermodynamik keine Rolle spielen, begründet ist. Daher ist es der Hydro- und Elektrodynamik auch selbstverständlich, daß die drei Komponenten eines Vektors jeweils die gleiche physikalische Dimension haben. Wenn dagegen W. MATZ Vektoren einführt, deren eine Komponente ein Molenbruch und deren andere eine Enthalpie ist, oder die aus den Komponenten Temperatur und Entropie aufgebaut sind, so sind das recht unnatürliche Gebilde. Es ist dem Referenten nicht klar geworden, wie man durch sie zu einem tieferen Verständnis der Thermodynamik gelangen kann.

Im ganzen läßt sich sagen, daß das Buch inhaltlich sehr reich und vielseitig ist, aber zum Teil nach subjektiven Gesichtspunkten geschrieben wurde und deshalb einen sachkundigen, manchmal auch einen kritischen Leser erfordert. Dieser wird jedoch in der Fülle des Gebotenen vieles Wertvolle finden.

R. SCHLATTERER.

**Leonhard, A.: Die selbsttätige Regelung. Theoretische Grundlagen mit praktischen Beispielen.** Berlin-Göttingen-Heidelberg: Springer 1949. 284 S. u. 254 Abb. Geb. DMark 27.—.

Die selbsttätige Regelung nimmt heute in allen Zweigen der Technik einen immer weiteren Platz ein. Dabei zeigt sich, daß man oft mit der Anschauung und dem technischen Gefühl allein nicht mehr auskommt und daß es notwendig ist, auf die Theorie der „ihren Zustand selbst regulierenden Systeme“ wie Ref. die selbsttätig geregelten Systeme nennen möchte, einzugehen. Es ist erfreulich, wenn das in den einzelnen Lehrbüchern, von verschiedenen Standpunkten aus gesehen, geschieht; denn auf diese Weise gewinnt der Lernende einen Einblick in die auftretenden Probleme und die Art ihrer Bewältigung. So will Verf. in dem vorliegenden Werk, wie er im Vorwort sagt, „an Hand von zahlreichen praktischen Regelaufgaben, die auch zahlenmäßig durchgerechnet werden, die anzuwendenden Verfahren erläutern“. Die Frage ist, ob man mit dieser Tendenz, einen Stoff dem Lernenden ausschließlich durch Vorrechnen von zahlreichen Beispielen beizubringen, übereinstimmt, oder ob man demgegenüber der Meinung ist, daß man besser zuerst das Prinzipielle und das allen Systemen Gemeinsame herauschält und darnach erst spezielle Aufgaben bespricht. Stellung man sich auf den ersten Standpunkt, so muß man nach der Lektüre dieses Buches die Tendenz als gut realisiert bezeichnen. Eine Stärke dürfte für den, der mit den theoretischen Methoden schon etwas vertraut ist, gerade darin bestehen, daß er hier eine Vielzahl von verschiedenartigen Problemen der Praxis besprochen und auch zahlenmäßig bis zum Ende durchgerechnet vorfindet.

Im einzelnen geht Verf. gemäß dem Inhaltsverzeichnis so vor, daß er im ersten Kapitel die Grundlagen bringt, welche die Abschnitte 1. Allgemeines über Regelung, 2. Verhalten von Meßwerken, 3. Verhalten von Einzelgliedern des Stellensystems, 4. Versuchstechnische Feststellung des Ver-



ns von Einzelgliedern des Regelkreises umfaßt. Diesem  
eßt sich an ein Kapitel über die *Ermittlung des Regel-*  
*anges* (5. Klassisches Verfahren zur Ermittlung des  
lvorganges mit Hilfe der Differentialgleichung, 6., 7. Er-  
tung des Regelvorganges mit Hilfe der Operatoren-  
nung und nach dem Verfahren der selbsterregten und  
derregten Schwingungen, 8. Ermittlung des Regelvor-  
es mit Hilfe der Laplace-Transformation, 9. Graphische  
oden). Besonders erfreulich ist, daß Verf., der selbst  
räge zur Frage der Stabilität geliefert und in diesem  
mmenhang auch angeregt hat, eine den neuesten Stand  
eksichtigende Übersicht über die zur Untersuchung (10)  
Verbesserung (11) der Stabilität anzuwendenden Ver-  
en bringt. Ein Kapitel *Festlegung frei wählbarer Regel-*  
*stanten* (12. Verschiedene Methoden für die zweckmäßige  
l der Regelkonstanten, 13. Kurvenblätter für die zweck-  
mige Bestimmung frei wählbarer Regelkonstanten) be-  
ießt die Ausführungen, denen noch ein Anhang, welcher  
Verzeichnis der wichtigsten Systeme mit den zugehörigen  
quenzgängen, Übergangsfunktionen und Diffgl., sowie  
Literaturverzeichnis enthält, angegliedert ist.

Bemerkenswert und sehr instruktiv ist die vom Verf. be-  
te Methode, ein System im Schaltbild durch seine Über-  
sfunktion, welche gleichsam wie ein Leistungsschild an  
em Äußeren angebracht ist, zu kennzeichnen. Diese  
zeichnung ist aber nur eindeutig, wenn, was hier überall  
schweigend vorausgesetzt ist, als wirkende Ursache ein  
schaltstoß von Rechteckform angenommen wird. Wohl  
der Elektrotechnik her hat sich dieser Brauch einge-  
gert. Es erscheint Ref. in diesem Zusammenhang not-  
dig, einmal allgemein darauf hinzuweisen, daß dieser  
schaltstoß eine ganz spezielle Prüffunktion für ein System  
stellt. Genau so gut könnte man den unendlich kurz  
ernden Einheitsimpuls oder eine linear bzw. parabolisch  
der Zeit ansteigende Funktion am Eingang dieses Systems  
Prüfzwecken verwenden und man würde an dessen Aus-  
g zu jeder einzelnen eine besondere Übergangsfunktion  
alten. Für Systeme, welche auf die erste oder zweite zeit-  
e Ableitung der Eingangsgröße reagieren, sind bekannt-  
nur die beiden letzten Funktionen geeignet. Es wäre  
er im allgemeinen ratsam, auf das erwähnte Leistungs-  
ld Eingangsprüffunktion und Übergangsfunktion neben-  
ander anzubringen.

Diese Bemerkung soll aber keineswegs die Bewertung des  
liegenden Buches beeinträchtigen. Vielmehr kann dieses,  
ern man sich auf den Standpunkt des Verf. stellt, auch für  
praktischen Physiker bestens empfohlen werden.

H. STEFANIAK.

**Richter, Rudolf: Elektrische Maschinen, Band 5, Strom-  
wendermaschinen für ein- und mehrphasigen Wechselstrom;  
Regelsätze.** Berlin - Göttingen - Heidelberg: Springer 1950.  
S. u. 421 Abb. DMark 49.50.

Fast die Hälfte des Buches ist den verschiedenen Formen  
Einphasen-Stromwendermaschine gewidmet, ein weiteres  
ttel den Mehrphasen-Stromwendermaschinen und der  
st den Regelsätzen. Im I. Teil werden zunächst die all-  
meinen Eigenschaften des Stromwender-Ankers im Wech-  
feld betrachtet und anschließend Aufbau, Wirkungsweise  
d sonstige Eigenschaften des Einphasen-Reihenschluß-  
tors, des doppelt gespeisten Reihenschlußmotors, des  
pulsionsmotors und der Einphasenmaschine mit Neben-  
lußeigenschaften behandelt. Neben dem einfachgespei-  
t Reihenschlußmotor, der dem Verfasser durch lang-  
rige Berechnungstätigkeit besonders vertraut ist, wird  
ch der meist als veraltet bezeichnete doppeltgespeiste  
otor näher betrachtet, weil er nach Ansicht des Verfassers  
olge seiner kleineren Segmentspannung bei weiterer Steige-  
ng der verlangten Leistung wieder wettbewerbsfähig mit  
m einfachgespeisten Motor werden kann. Schließlich wer-  
n für alle genannten Maschinenarten, wenn auch in ver-  
iedener Ausführlichkeit, die Selbsterregungserscheinungen  
d der Generatorbetrieb, die elektrischen Bremsschaltungen  
d die experimentelle Untersuchung behandelt. Der I. Teil  
aließt mit allgemeinen Angaben über den Entwurf des  
llbahnmotors  $16\frac{2}{3}$  Hz und 50 Hz und des Repulsions-  
tors, sowie mit der eingehenden Durchrechnung eines  
m Verfasser vor Jahren entworfenen Vollbahnmotors  
5 kW Dauerleistung  $16\frac{2}{3}$  Hz.

Der 2. Teil „Mehrphasen-Stromwendermaschinen“ ent-  
lt die entsprechenden Kapitel, nur fehlt ein gleich ausführ-  
h behandeltes Berechnungsbeispiel einer Maschine. Be-

sprochen werden der Dreiphasen-Reihenschlußmotor, die  
ständergespeiste Nebenschlußmaschine ohne besondere Er-  
regerwicklung und mit einer solchen Wicklung, die läufer-  
gespeiste Nebenschlußmaschine und ganz kurz die heute ver-  
altete kompensierte Induktionsmaschine.

Der 3. Teil „Regelsätze“ behandelt zunächst die dafür  
in Frage kommenden Maschinen außer der Induktions-  
maschine (Band IV des Sammelwerks des Verfassers), näm-  
lich in der Hauptsache die Phasenschieber, den Frequenz-  
wandler und die LYDALL-SCHERBIUS-Maschine.

Anschließend werden die zahlreichen, für die Zwecke der  
Phasenkompensation, der Drehzahl- und der Leistungs-  
regelung der Induktionsmaschine bekannt gewordenen Schal-  
tungen besprochen. Die letzten Seiten sind der KRÄMER-  
Schaltung (Gleichstromkaskade) und dem Kaskadenumfor-  
mer gewidmet.

Das Buch behandelt in sehr klarer und einheitlicher Dar-  
stellung, die bei aller Betonung der Einzelheiten auch den  
Zusammenhang zwischen den einzelnen Maschinenarten her-  
vorhebt, das außerordentlich ausgedehnte Gebiet der Strom-  
wendermaschinen sehr eingehend. Sein Erscheinen wird von  
allen an diesen Maschinen Interessierten sehr begrüßt wer-  
den, zumal viele Stellen Material bringen, das nach Kenntnis  
des Berichters bisher nicht veröffentlicht wurde. Oft wird  
auf die Darlegungen in den anderen Büchern des Verfassers  
verwiesen. Ein sehr ausführliches Literaturverzeichnis gibt  
dem Leser die Möglichkeit zu noch tieferem Eindringen in  
einzelne Gebiete. Weitgehend werden die E ergebnisse auch  
formelmäßig und durch Zeigerdiagramme festgelegt, viele  
eingestreute kurze Zahlenbeispiele geben einen Begriff von  
den in Frage kommenden Größenordnungen. In besonders  
gedrängter Form wird im Abschnitt *Regelsätze* eine solche  
Fülle von Material über dieses schwierige Gebiet zusammen-  
gestellt, daß sich der dem Gebiet ferner stehende nur mit  
einer Mühe durcharbeiten wird. Die Mühe wird sich aber  
löhen. Auf Einzelheiten des sehr empfehlenswerten Buches  
kann nicht eingegangen werden. Druck, Abbildungen und  
Einband sind einwandfrei.

SEIZ.

**Grammel, R.: Der Kreisel, seine Theorie und seine An-  
wendungen.** 2., neubearbeitete Aufl. Erster Band Die  
Theorie des Kreisels. Berlin-Göttingen-Heidelberg: Springer-  
Verlag 1950. 281 S. u. 137 Abb. DMark 30.—

Es ist dem Verf. wie auch dem Verlag herzlichst zu  
danken, daß sie dieses schon lange vergriffene Buch neu  
herausgebracht haben. Vorläufig liegt nur der erste Band  
vor, aber der zweite soll auch bald erscheinen. Das Buch  
behauptet nach wie vor seinen Platz neben dem großen  
Werk von KLEIN und SOMMERFELD, es ist in manchem  
knapper, mehr lehrbuchmäßig, bringt aber andererseits als  
jünger vieles Neue, namentlich an Anwendungen, bemüht  
sich ganz besonders um eine anschauliche Darstellung, wo-  
von schon die zahlreichen Abbildungen Zeugnis ablegen.

In der neuen Auflage ist es nicht unwesentlich umgestaltet  
worden. Zunächst wäre die Zweiteilung zu nennen, in  
Theorie und Anwendungen. Innerhalb des vorliegenden  
ersten Bandes ist eine bemerkenswerte Umstellung nach  
pädagogischen Gesichtspunkten erfolgt: der Stoff steigt  
jetzt vom Leichterem zum Schwereren auf, vom kräftefreien  
symmetrischen Kreisel über den geführten zum schweren,  
dann zum unsymmetrischen Kreisel. Über diesen kommt  
zunächst der kräftefreie Kreisel und dann Einiges zum  
allgemeinen Fall, den schweren unsymmetrischen Kreisel,  
über den besonders die STAUDESchen Bewegungen gebracht  
werden.

Der Einfluß der Reibung wird ausführlich besprochen.  
Ein vierter Abschnitt behandelt noch besondere Probleme,  
z. B. den Spielkreisel, das rollende Rad und gyroskopische  
Systeme, so die Anwendungen des zweiten Bandes vorbe-  
reitend. Die spezifisch mathematischen Probleme treten  
etwas zurück, namentlich solche, die nur mathematisches  
Interesse haben, doch bringt ein Anhang noch die Darstel-  
lung der Kreiselbewegungen durch Thetafunktionen. So  
dient es auch der Verbindung von Theorie und Praxis. Ob  
einige neue Namen, wie Drehkraft statt Kräftepaar, Dreh-  
masse statt Trägheitsmoment, Winder statt Dyname sich  
einführen werden, muß die Zukunft zeigen. Sprachlich kann  
man Einiges dagegen sagen, doch ist das nicht so wichtig,  
Wichtig ist der reiche Inhalt in pädagogisch vollendeter  
Form.

HAMEL.



**Cremer, Lothar: Die wissenschaftlichen Grundlagen der Raumakustik, Band 3, Wellentheoretische Raumakustik.** Leipzig: S. Hirzel 1950. 355 S. u. 87 Abb. DMark 21.50.

Der vorliegende Band stellt den dritten Teil eines zusammenfassenden Werkes über die wissenschaftlichen Grundlagen der Raumakustik dar. Der erste Band, der sich mit der „geometrischen Raumakustik“ befaßt, ist 1948 erschienen und in dieser Zeitschrift Bd. 1, 437 (1949) besprochen. Der zweite Band, welcher der „statistischen Raumakustik“ gewidmet sein soll, ist noch nicht erschienen.

Behandelt werden sämtliche Probleme, welche bei der Schallausbreitung in geschlossenen oder offenen Räumen auftreten. Der Verfasser beginnt nach zwei einführenden Kapiteln zunächst mit dem eindimensionalen Problem, der Ausbreitung von Schall in einem Rohr, wobei er auf die Schallgradmessungen im Rohr, Widerstandsbestimmungen im Rohr und schließlich auf die Vorgänge bei sprunghafter oder allmählicher Querschnittsänderung eingeht. Die folgenden Kapitel befassen sich mit dem Reflexionsgesetz und mit zweidimensionalen Wellen vor einer Wand, sowie mit der Theorie der porösen und der mit-schwingenden Schallschlucker. Der Übergang zu dem dreidimensionalen Problem erfolgt mit der wellentheoretischen Behandlung des Nachhalls und der stationären Schallausbreitung zwischen schallschluckenden Flächen. Der letzte Abschnitt geht auf die Schallabsorption durch die innere Reibung der Luft, die Wärmeleitfähigkeit der Luft und die Anregung von Molekülschwingungen ein.

Die Darstellung beginnt jeweils mit dem einfachsten Problem, welches auf den allgemeinen Fall erweitert wird. Der Leser wird auf diese Weise, fast ohne daß er es bemerkt, auch in schwierigere Probleme eingeführt. Mathematische Ableitungen sind wohldurchdacht und folgerichtig aufgebaut, die Ergebnisse durch Beispiele oder durch Betrachtung von verschiedenen Gesichtspunkten aus anschaulich erläutert.

Praktisch wichtige Probleme sind bevorzugt behandelt, so etwa die Berechnung von Schluckanordnungen oder die Meßmethoden zur Bestimmung ihrer Eigenschaften. Überlegungen, welche einen verhältnismäßig großen mathematischen Aufwand erfordern, wie sie in einigen neueren Arbeiten aus USA zu finden sind, werden nur kurz gestreift.

Das Erscheinen des Buches wird von vielen begrüßt werden, nachdem eine derartige Zusammenfassung bisher in Deutschland fehlte.

E. WINTERGERST.

**Jaeckel, Rudolf: Kleinste Drucke, ihre Messung und Erzeugung.** Unter Mitarbeit von Helmut Schwarz und Elisabeth Schüller: Technische Physik in Einzeldarstellungen, herausgegeben von W. Meißner, Bd. 9. Berlin-München. Springer und Bergmann 1950. X, 302 S. u. 301 Abb. DMark 39.60.

Nach einführenden Hinweisen auf Begriffe aus der kinetischen Gastheorie werden die Vakuummeter beschrieben (mechanische, wie Membran-, U-Rohr- und Kompressionsvakuummeter, gaskinetische, wie Wärmeleitungs-, Reibungs- und Radiometervakuummeter und elektrische, wie Entladungs- und Ionisationsvakuummeter) und damit ein Bereich von  $10^3$  bis  $10^{-7}$  Torr und weniger erfaßt. Im 3. Teil wird die Erzeugung hoher Vakuua behandelt. Auch hier wird mit den Geräten auf mechanischer Grundlage (Kolben-, Schieber-, rotierende und Strahlpumpen) begonnen, nachdem in einem einleitenden Abschnitt das Wichtigste über die charakteristischen Größen einer Vakuumpumpe (Sauggeschwindigkeit, End- und Vorvakuum) gesagt ist. Es folgt die Beschreibung der Molekularpumpen mit eingehender Behandlung deren Wirkungsweise. Es mag hier auf den interessanten Abschnitt über die Thermodynamik der Düsenvorgänge besonders hingewiesen werden. Bei den grundsätzlichen Betrachtungen über die Diffusionspumpen hat Verfasser neben den Gedanken von GAEDE u. a. auch seine eigenen wertvollen Beiträge zu dieser Frage in gefälliger Geschlossenheit eingebaut. Aus der großen Zahl der technischen Formen der Diffusions-Luftpumpen ist eine reichhaltige und auf eigene Erfahrungen gestützte Auslese getroffen worden. Das Kapitel: Erzeugung, Erhöhung und Aufrechterhalten des Vakuums ohne Pumpen, das H. SCHWARZ selbständig bearbeitete, enthält die Schilderung der Erscheinungen des Entgasens, des Heizens, der Ab-, Ad- und Desorption sowie Aufzehrung (Getterung) und der Dampf-

fallen. Das folgende Kapitel Vakuum-Verbindungen -Leitungen, an dem gleich dem folgenden Frl. E. SCHÜR mitarbeitete, bringt eine Fülle von wertvollen technischen Einzelheiten und die wichtige Berechnung der Strömungswiderstände von Leitungen. Das letzte Kapitel Vakuumzubehör handelt von Baustoffen für Hochvakuumapparaturen und von Fetten. Den Abschluß bildet ein Anhang Tabellen und Nomogrammen, die Angaben über Vakuumphysikalische und -technische Eigenschaften von Gasdruckeinheiten, Flansche, Hähne und Leitwerte von Ventilen enthalten. So ist das Buch, dessen Vorbereitung Verfasser bereits im Jahre 1940 begann, ein besonders wertvolles Hilfsmittel für den Vakuum-Techniker, der diese Monographie in allen einschlägigen vakuumtechnischen Fragen detailliert beraten wird. Es hat keinen eigentlichen Lehrbuchcharakter. Diese in der von W. MEISSNER herausgegebenen Schriftenreihe: Technische Physik in Einzeldarstellungen erschienene Monographie schlägt eine Brücke zwischen dem vakuumtechnischen Schrifttum. Die Reichhaltigkeit des Stoffes und die gefällige Art der Darstellung wird dem Buch einen großen Leserkreis sichern.

H. EBERHARDT.

**Pöschl, Th.: Einführung in die analytische Mechanik.** Karlsruhe: Verlag G. Braun 1949. VIII, 166 S. DMark 10.

Diese Einführung in die analytische Mechanik bringt in der ersten Hälfte die Dynamik der Punktmassen und starrer Körper, auf weiteren 40 Seiten die Hauptsätze der Variationsrechnung als Grundlagen der Integralprinzipie der Dynamik und im letzten Teil die Anwendung der Integralprinzipie auf die Dynamik und eine kurze Darstellung der älteren (BOLESLAW SOMMERFELDSCHEN) Quantentheorie. Die erste Hälfte zeichnet sich durch große Einfachheit der Darstellung aus. Zwischenrechnungen sind verhältnismäßig ausführlich durchgeführt; eine Reihe guter Abbildungen und sorgfältig ausgewählter Beispiele erleichtert das Verständnis. Die zweite Hälfte stellt erheblich größere Anforderungen an den Leser. Dies hängt zum Teil damit zusammen, daß vor der Darstellung der HAMILTONSchen Theorie der Mechanik die ganze Variationsrechnung bis zum HILBERTSchen Variationsintegral entwickelt wird. Wohl ergeben sich dann die bedeutsamen Sätze der HAMILTONSchen Theorie auf sehr einfache und elegante Weise, aber die umfangreichen Vorbereitungen und keinesfalls einfachen Überlegungen des Abschnittes über Variationsrechnung dürften diesen Vorteil kaum wettmachen. — In einer Neuauflage sollte darauf hingewiesen werden, daß die auf S. 7 ff. durchgeführte Transformation der Bewegungsgleichungen für eine Bewegung eines Massenpunktes auf krummlinige Koordinaten orthogonale Koordinaten  $\xi, \eta$  voraussetzt, oder es sollte die Transformation für beliebige krummlinige Koordinaten  $\xi, \eta$  durchgeführt werden.

Wenig glücklich erscheint dem Referenten die Darstellung der älteren Quantentheorie. Daß es auch noch eine neuere Quantentheorie gibt, erfährt der Leser erst ziemlich spät in einer kurzen Anmerkung; warum eine solche notwendig war, wird nicht erwähnt. Bei der adiabatischen Invarianz wäre zu zeigen gewesen, daß sich das Variationsintegral nur in zweiter Ordnung des langsam veränderlichen Parameters ändert. Der Beweis für die kanonische Äquivalenz von Oszillator und Rotator beruht auf der Identifizierung eines Parameters mit einer dynamischen Variable, die zufällig den gleichen Buchstaben tragen.

Wenn man von diesen wenigen Seiten, die sich mit der älteren Quantentheorie befassen, absieht, so ist dieses Buch eine durchaus geeignete Einführung, die dem Studierenden der Mathematik und Physik insbesondere als Ergänzung zur Vorlesung nützlich sein dürfte.

MEIXNER.

**Ergänzungsblätter zu Zeitsignalen.** Hamburg: Deutsches Hydrographisches Institut 1948.

Die Broschüre „Zeitsignale“ ist in dieser Zeitschrift 438 (1949) besprochen worden. In letzter Zeit hat das Deutsche Hydrographische Institut (Hamburg 11, Seewartenstr. 9) Berichtigungs- und Ergänzungsblätter herausgebracht, welche für alle diejenigen wertvoll sind, die Zeitsignale deutscher Sender aufnehmen wollen. Es werden darin die Erweiterungen des deutschen Zeitdienstes mitgeteilt und die einzelnen Zeit- und Koinzidenzsignale genau als bisher beschrieben.

G. U. SCHUBERT.